THESE

présentée pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

à

l'Université de Paris-Sud

PARIS XI

Spécialité : *Physique*

Mention : *Optique*

par

MADAME MARIE-PIERRE HENRIOT

Sujet de la Thèse : *"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET WEIGERT"*

Soutenue le 9 MARS 1982

Devant la Commission composée de :

Monsieur	M. FRANÇON	Président
Monsieur	F. ABELES	Examinateur
Monsieur	S. LOWENTHAL	Examinateur
Mademoiselle	M. MAY	Examinateur
Monsieur	E. SPITZ	Examinateur

THESE

présentée pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

à

l'Université de Paris-Sud

PARIS XI

Spécialité : *Physique*

Mention : *Optique*

par

MADAME MARIE-PIERRE HENRIOT

Sujet de la Thèse : *"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET WEIGERT"*

Soutenue le 9 MARS 1982

Devant la Commission composée de :

Monsieur	M. FRANÇON	Président
Monsieur	F. ABELES	Examinateur
Monsieur	S. LOWENTHAL	Examinateur
Mademoiselle	M. MAY	Examinateur
Monsieur	E. SPITZ	Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Sans l'accord de Monsieur le Professeur A. Maréchal , je n'aurais pas pu travailler au sein d'une équipe de l'Institut d'Optique ; je le remercie de m'avoir permis de me joindre au Laboratoire de Monsieur le Professeur M. Françon qui m'a acceptée pour effectuer cette thèse. La gentillesse de Monsieur le Professeur M. Françon et la richesse de son enseignement que j'ai suivi avec plaisir m'ont rendu cette période spécialement intéressante .
Si j'apprécie tant d'étudier dans ce Laboratoire d'Optique , c'est bien sûr grâce à l'ambiance amicale que font régner ses membres : Mesdames S. Debrus , M.L. Roblin , Messieurs M. Attia, R. Grousson, M. Henry, B. Jean , J.M.C. Jonathan , S. Mallick.

Je remercie Messieurs les Professeur F. Abélès , S. Lowenthal, Monsieur E. Spitz , d'avoir accepté de faire partie du Jury de cette thèse.

Je voudrais que Monsieur le Professeur F. Abélès sache combien j'apprécie la sollicitude et le soutien prodigués à une ancienne étudiante. Et je le remercie ainsi que Madame C. Froissart d'avoir obtenu de Mademoiselle le Professeur M. May la direction de ce travail. Car il est très stimulant d'étudier sous l'égide de Mademoiselle le Professeur M. May qui transmet avec tant d'enthousiasme sa passion de la physique . Mademoiselle May ne saura jamais assez combien je lui suis reconnaissante pour la compréhension et la conviction avec lesquelles elle m'a formée.

Je remercie également les membres du Laboratoire de Monsieur le Professeur F. Abélès de m'avoir donné accès au spectrophotomètre.

Je remercie Madame M. Françon, Madame Ménage, Madame P. Vu, pour leur gentillesse et leur efficacité lors de la dactylographie de cette thèse, ainsi que Marie-Thérèse Rézé.

à mon époux

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0005

INTRODUCTION.

CHAPITRE I: ETUDE GENRALE DE L'ABSORPTION ET DE LA DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN MILIEU COLLOÏDAL.

1.1. Définition de la section efficace d'extinction d'une particule. -1-

1.2. Formule fondamentale d'extinction. -3-

1.3. Calcul de Cext pour une particule quelconque petite devant la longueur d'onde de la lumière. -6-

Calcul de C_{diff}

A - Champ électromagnétique rayonné à grande distance par une particule isotrope considérée comme un dipôle de Hertz. -6-

B - Calcul de la puissance rayonnée et de la section efficace d'extinction. -9-

1.4. Calcul de l'indice de réfraction d'un milieu colloïdal contenant N particules indépendantes par unité de volume. -13-

1.5. Etude du cas où les particules colloïdales sont en forte concentration dans le milieu ($NV \sim 1$) -17-

1.5.1. Formule de Lorentz-Lorenz -17-

a) Calcul de $\vec{E_2}$ -18-

b) Calcul de $\vec{E_1}$ -18-

c) Calcul de la polarisabilité d'une particule. -20-

1.5.2. Champ électromagnétique diffracté par une sphère de rayon a à grande distance. -21-

1.5.3. Indice de réfraction du milieu. -22-

1.5.4. Conclusion -23-

1.6. Dispersion et absorption -24-

1.6.1. Oscillations libres amorties d'un électron de la particule, élastiquement lié. -24-

1.6.2. Oscillations forcées d'un électron de la particule. -26-

1.7. Coefficient d'absorption d'un milieu colloïdal contenant des particules sphériques métalliques. -29-

1.8. Conclusion. -32-

CHAPITRE II : EFFET WEIGERT ET BLANCHIMENT PHOTOLYTIQUE. -33-

2.1. Théorie du noircissement direct et du blanchiment photolytique en lumière non polarisée. -33-

2.1.2. Blanchiment photolytique -35-

2.1.3. Conclusion -36-

2.2. Effet Weigert -37-

2.2.1. Historique -37-

2.2.2. Blanchiment photolytique anisotrope -38-

2.2.3. Conclusion -40-

CHAPITRE III: MODELE POUR LA PLAQUE ANISOTROPE. -42-

3.1. Obtention des émulsions de chlorure d'argent -42-

3.2. Etude spectrophotométrique du noircissement induit en lumière blanche. -43-

3.2.1. Description de la source utilisée pour induire l'anisotropie. -43-

3.2.2. Spectre des émulsions de chlorure d'argent utilisées. -43-

3.2.3. Noircissement induit en lumière blanche non polarisée. -44-

3.2.4. Noircissement induit en lumière blanche rectilignement polarisée. -45-

3.3. Biréfringence de l'émulsion anisotrope. -55-

3.4. Calcul de la réponse en amplitude des émulsions anisotropes d'argent-chlorure d'argent. -60-

3.4.1. Composition de l'émulsion anisotrope d'argent chlorure d'argent après l'exposition. -60-

3.4.2. Calcul des indices extraordinaire et ordinaire de l'émulsion anisotrope. -61-

3.4.3. Amplitude transmise par l'émulsion anisotro--pe éclairée par une vibration lumineuse parallèle à l'une de ses lignes neutres. -65-

3.4.4. Approximation linéaire. -66-

3.5. Intensité transmise par l'émulsion anisotrope observée entre polariseur $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$. -67-

3.5.1. Etude du cas où la longueur d'onde de la vibration lumineuse incidente est celle pour laquelle la biréfringence de l'émulsion est nulle. -69-

3.5.2. Etude du cas où la longueur d'onde de la vibration lumineuse incidente est celle pour laquelle la dichroïsme est nul. -71-

3.6. Conclusion. -72-

CHAPITRE IV : AMELIORATION DE LA NETTETE D'UNE IMAGE PHOTOGRAPHIQUE. -73-

4.1. Comparaison de deux signaux optiques -73-

4.1.1. Etat de polarisation de la lumière incidente en un point du plan de l'émulsion. -74-

4.1.2. Anisotropie induite dans l'émulsion de chlorure d'argent. -76-

4.1.3. Intensité reconstituée par cette émulsion. -76-

4.2. Elimination du flou d'une image enregistrée avec un mouvement rectiligne uniforme de la camera pendant la pose. -78-

4.2.1. Position du problème -78-

4.2.2. Principe de la méthode -80-

4.2.3. Polarisation des deux images reconstituées -84-

4.2.4. Résultats expérimentaux -86-

4.3. Amélioration de la netteté des hautes fréquences d'une photographie. -88-

4.3.1. Principe de la méthode -88-

4.3.2. Formation des images ordinaire et extraordinaire de P en éclairage incohérent. -89-

4.3.3. Résultats expérimentaux -93-

4.4. Conclusion. -93-

CHAPITRE V. PSEUDOCOLORATION D'UN SIGNAL NOIR ET BLANC PAR EFFET WEIGERT. -95-

5.1. Composition de l'émulsion de phtochlorure d'argent après deux expositions uniformes. -96-

5.1.1. Caractérisation de l'émulsion de photochlorue d'argent après la première exposition -97-

5.1.2. Action de la seconde exposition. -97-

5.2. Calcul de la polarisation de l'émulsion anisotrope -99-

5.3. Constante diélectrique et indices de réfraction du milieu. -100-

5.3.1. Biréfringence nulle -102-

5.3.2. Dichroisme nul -102-

5.3.3. Discussion -103

5.4. Réponse en amplitude de l'émulsion anisotrope doublement exposée. -105-

5.5. Observation d'un signal enregistré deux fois sur une émulsion de chlorure d'argent.

5.5.1. Enregistrement du signal -107-

5.5.2. Reconstitution du signal en lumière monochromatique. -108-

5.5.3. Reconstitution du signal en lumière blanche -111-

5.5.4. Résultats expérimentaux -112-

5.6. Remarque -112-

5.7. Conclusion -114-

CHAPITRE VI. INTERFEROGRAMMES RECONSTITUES PAR UNE LAME ANISOTROPE A TRAVERS UN SEUL POLARISEUR. -117-

6.1. Composition de deux vibrations perpendiculaires -117-

6.1.1. Extraction de la partie non polarisée de la vibration résultante. -117-

6.1.2. Détermination des axes de la vibration elliptique $\vec{v}_e$ -119-

6.1.3. Direction moyenne de la vibration lumineuse $\vec{v}$ initiale. -121-

6.1.4. Cas particulier de deux vibrations cohérentes d'amplitude unité. -123-

6.2. Transparence en amplitude de l'émulsion anisotrope -123-

6.3. Intensité transmise par l'émulsion éclairée en lumière monochromatique -124-

6.3.1. L'émulsion est éclairée en lumière monochromatique non polarisée. -124-

6.3.2. L'émulsion est éclairée en lumière monochromatique polarisée parallèlement à l'une de ses lignes neutres. -126-

6.3.3. Résultats expérimentaux -128-

6.4. Conclusion.

CONCLUSION -131-

BIBLIOGRAPHIE -134-

I N T R O D U C T I O N

L'effet Weigert a été décrit pour la première fois en 1919 de la manière suivante: une émulsion photographique de chlorure d'argent, préexposée en lumière bleue non polarisée devient anisotrope après une exposition ultérieure en lumière rouge polarisée. Depuis cette première observation, cet effet a été énormément étudié. Dès 1932, il a été démontré par Tcherdintchev qu'un tel effet pouvait être obtenu en éclairant directement l'émulsion non préexposée par un faisceau de lumière blanche rectilignement polarisé. Ce phénomène a été également observé sur d'autres matériaux tels que les monocristaux de chlorure d'argent, les couches minces d'halogénure d'argent et les verres photochromes et il semble qu'on puisse induire directement l'anisotropie dans certains de ces matériaux en éclairant directement par un faisceau de lumière monochromatique rectilignement polarisé. Il existe donc à ce sujet un très grand nombre de publications dont il ressort que les mécanismes fondamentaux régissant l'induction de cette anisotropie ne sont pas encore très clairs à ce jour.

J.M. JONATHAN et M. MAY ont démontré en 1979 la possibilité d'appliquer l'effet Weigert au traitement optique du signal, en utilisant l'aptitude des émulsions de chlorure d'argent à enregistrer la polarisation d'un signal optique, quelle que soit la direction de celle-ci. Ces méthodes se décomposent en deux temps: enregistrement des signaux à traiter, chacun étant codé par sa polarisation et ensuite, reconstitution du signal désiré à partir de l'enregistrement anisotrope obtenu. Celui-ci est placé entre deux polariseurs dont les orientations respectives par rapport à l'axe induit dans l'émulsion sont fonctions du signal que l'on veut reconstituer. Ce procédé présente un avantage certain par rapport à ceux utilisés dans les méthodes de traitement optique en lumière cohérente, car il permet d'éviter d'une part, l'utilisation d'une source spatialement cohérente et d'autre part la présence dans le plan de Fourier de la plaque photographique, d'un filtre qui détériore beaucoup la qualité de l'image obtenue.

Nous présentons également dans ce mémoire quelques méthodes de traitement optique du signal. Les unes (amélioration de la netteté d'une image brouillée) sont des applications directes de la méthode d'extraction de la différence entre deux images proposée par J.M. JONATHAN et M. MAY. L'autre, pseudo-coloration d'un signal optique par double exposition en lumière blanche incohérente, est une expérience qui nous a conduits à imaginer un modèle simple rendant compte du mécanisme d'induction de l'anisotropie résultant des deux expositions.

Avant d'exposer ces deux méthodes dans les chapitres IV et V, nous commençons par étudier dans le premier chapitre, l'absorption et la diffusion de la lumière par les milieux colloïdaux. Le second chapitre est consacré d'une part à la théorie de l'image latente et d'autre part à un bref rappel des différentes interprétations fondamentales de l'effet Weigert.

A partir de certaines observations expérimentales reproductibles effectuées sur une émulsion anisotrope de photochlorure d'argent obtenue par noircissement en lumière blanche polarisée, nous avons établi un modèle caractérisant la réponse en amplitude de celle-ci. Le chapitre III lui est consacré.

Le dernier chapitre traite du profil des franges reconstituées par une émulsion anisotrope après une exposition par deux vibrations perpendiculaires cohérentes. Cette émulsion anisotrope est éclairée par une vibration lumineuse rectiligne et elle est observée sans polariseur.

CHAPITRE I - ETUDE GENERALE DE L'ABSORPTION ET DE LA DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UN MILIEU COLLOÏDAL.

Un milieu colloïdal est constitué par un ensemble de particules de tailles données en suspension dans un milieu diélectrique. Un faisceau parallèle de lumière monochromatique traversant ce milieu, subit une atténuation dans la direction incidente due à deux phénomènes: une diffusion dans toutes les directions par les particules et une absorption si celles-ci sont absorbantes. Nous calculerons dans ce chapitre l'indice de réfraction d'un tel milieu en fonction de la polarisabilité α des particules et nous avons consulté les ouvrages se rapportant aux références (1) à (5).

1-1. Définition de la section efficace d'extinction d'une particule.

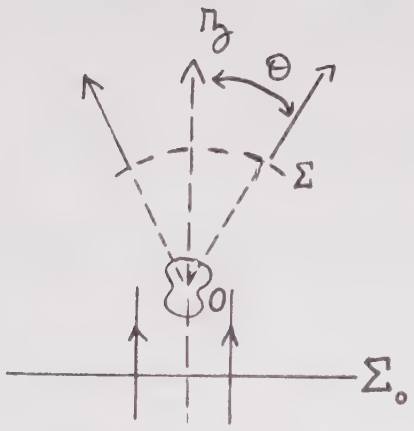


fig. 1.1

Une particule placée en un point O de l'espace, est éclairée par une onde plane Σ_0 (Fig. 1.1). Celle-ci subit une diffusion dans toutes les directions et l'on peut admettre qu'à une distance suffisamment grande de O, elle devient une onde sphérique centrée en O. Soit un rayon lumineux diffusé dans une direction inclinée d'un angle θ sur la direction de propagation de Σ_0 et dont l'azimut est φ. Son intensité en un point M de l'espace situé à la distance r de O peut s'écrire :

$$I(r,\theta,\varphi) = I_0 \frac{F(\theta,\varphi)}{k^2 r^2} \qquad (1.1)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde de Σ_0, Io l'intensité de l'onde incidente et où F (θ , φ) est une fonction sans dimensions caractérisant uniquement la direction diffusée.

La puissance totale diffusée par la particule est égale au flux de l'intensité à travers une sphère de rayon R et est donnée par l'intégrale

$$P_{diff} = I_0 \iint \frac{F(\theta,\varphi)}{k^2 r^2} dS \qquad (1.2)$$

L'intégrale de l'expression précédente est homogène à une surface. La section efficace de diffusion de la particule est définie par la relation

$$C_{diff} = \frac{P_{diff}}{I_0} = \iint \frac{F(\theta,\varphi)}{k^2 r^2} dS \qquad (1.3)$$

De la même manière, si P_{abs} est la puissance totale absorbée par la particule, on définit la section efficace d'absorption de celle-ci par la relation

$$C_{abs} = \frac{P_{abs}}{I_0} \qquad (1.4)$$

La puissance totale perdue par l'onde à sa traversée du milieu est

$$P_{ext} = P_{diff} + P_{abs} \qquad (1.5)$$

et la section efficace d'extinction de la particule caractérisant l'atténuation de l'onde dans sa direction de propagation est donc égale à

$$C_{ext} = C_{diff} + C_{abs} \qquad (1.6)$$

Elle est homogène à une surface et tout se passe comme si la particule captait la totalité de l'énergie incidente sur cette surface.

1.2. Formule fondamentale d'extinction.

Etude du cas d'une particule isolée dans l'approximation de Fresnel Kirchhoff.

Une particule de forme et de composition quelconque est placée dans l'espace en un point O quelconque que nous prendrons comme origine des coordonnées. Elle est éclairée par une onde plane scalaire se propageant dans la direction des z croissants et dont l'amplitude complexe peut s'écire

$$\underset{\sim}{u}_o = e^{i(\omega t - kz)} \tag{1.7}$$

En un point M très éloigné de O (Fig. 1.2) et caractérisé par les coordonnées sphériques (r , θ , φ), l'onde sphérique diffusée a une amplitude complexe proportionnelle à

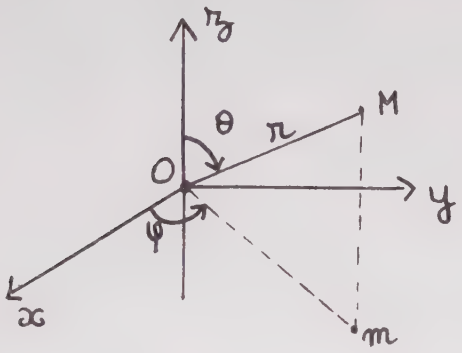


fig. 1.2

$$\underset{\sim}{u}_d = \underset{\sim}{S}(\theta,\varphi)\frac{e^{i(\omega t - kr)}}{ikr} = \underset{\sim}{S}(\theta,\varphi)\frac{e^{i(kz-kr)}}{ikr}\underset{\sim}{u}_o \tag{1.8}$$

où la fonction S (θ , φ), fonction sans dimension, est la fonction amplitude complexe de la particule diffusante.

L'onde incidente Σ_o et l'onde diffusée Σ se superposent de manière cohérente au point M . Nous supposerons la direction $\overrightarrow{OM}$ suffisamment peu inclinée sur l'axe des z pour écrire θ = 0. D'autre part, on a dans l'approximation de Fresnel Kirchhoff,

$$r = |\overrightarrow{OM}| = z + \frac{x^2+y^2}{2z} \tag{1.9}$$

L'amplitude lumineuse au point est la somme de l'amplitude incidente $\underset{\sim}{U}_o$ et de l'amplitude diffusée $\underset{\sim}{U}_d$. Par suite

$$\underset{\sim}{u}(M) = \underset{\sim}{u}_o + \underset{\sim}{u}_d = \underset{\sim}{u}_o\left\{1 + \underset{\sim}{S}(0)\frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z}}}{ikz}\right\} \tag{1.10}$$

et

$$I(M) = \underset{\sim}{u}(M)\,\underset{\sim}{u}^{*}(M) = I_0\left\{1 + 2\,\mathrm{Re}\left[\frac{\underset{\sim}{S}(0)}{ikr_0}\,e^{-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2r_0}\right)}\right]\right\} \qquad (1.11)$$

en négligeant le terme en $\frac{1}{r_0^2}$ devant le terme en $\frac{1}{r_0}$.

Considérons dans le plan z = cte passant par M une portion de surface S entourant M. Ce flux d'intensité à travers cette surface, représentant la puissance lumineuse la traversant, est donné par

$$P = \iint_S I(M)\,dS = \iint_S I(M)\,dx\,dy \qquad (1.12)$$

De la même manière, la puissance totale qui traverserait cette surface si la particule était absente est

$$P_0 = \iint_S I_0\,dx\,dy \qquad (1.13)$$

On peut donc définir la section efficace d'extinction de la particule par la relation

$$C_{ext} = \frac{P_0}{I_0} - \frac{P}{I_0} \qquad (1.14)$$

$$C_{ext} = \iint_S dx\,dy - \iint_S \left[1 + 2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\underset{\sim}{S}(0)}{ikr_0}\,e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_0}}\right\}\right] dx\,dy$$

$$= -\frac{2}{kr_0}\,\mathrm{Re}\left\{\iint_S \frac{\underset{\sim}{S}(0)}{i}\,e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_0}}\,dx\,dy\right\} \qquad (1.15)$$

En supposant que les bornes de l'intégrale (1.15) sont pratiquement infinies (la surface active de l'intégrale de Fresnel est de l'ordre de $r_0\lambda$ et au delà de ces limites l'intégration celle -ci est quasiment nulle), on obtient

$$C_{ext} = \frac{4\pi}{k^2} Re\left[\underset{\sim}{S}(0)\right] \qquad (1.16)$$

Le phénomène d'extinction lié à une particule diffusante est donc, dans la direction de l'onde incidente, un phénomène d'interférence entre la lumière directement transmise par la particule et la lumière diffusée par celle-ci. Dans ce qui précède, nous avons implicitement supposé que la phase de l'onde incidente est constante en tous les points de la particule. Ceci n'est vrai que si la taille de celle-ci est très inférieure à la longueur d'onde de la lumière.

Remarque:

Nous avons, dans ce qui précède, négligé l'importance de la polarisation pour rendre les phénomènes plus simples. La formule fondamentale d'extinction (1.16) est valable pour n'importe quel type d'onde scalaire éclairant la particule pourvu que la taille de celle-ci soit négligeable devant la longueur d'onde de la lumière. Nous allons maintenant considérer le cas où l'onde incidente sur la particule est une onde plane rectilignement polarisée dans le plan (x , y) se propageant dans la direction des z croissants. Soit $\underset{\sim}{\vec{E}}_o$ le champ électrique incident et $\underset{\sim}{E}_{ox}$, $\underset{\sim}{E}_{oy}$ ses composantes suivant les deux axes O_x, O_y. Nous ne considérerons que le cas du champ électrique $\underset{\sim}{\vec{E}}_d$ diffusé dans la direction $\theta = 0$ de la lumière incidente. Le champ diffusé $\underset{\sim}{\vec{E}}_d$ est alors toujours situé dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation z et on peut écrire, entre $\underset{\sim}{\vec{E}}_d$ et $\underset{\sim}{\vec{E}}_o$ et pour un point P situé à grande distance de O et caractérisé par ses coordonnées (x,y ,z)

$$\begin{pmatrix} \underset{\sim}{E}_{dx} \\ \underset{\sim}{E}_{dy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underset{\sim}{S}_1(0) & \underset{\sim}{S}_2(0) \\ \underset{\sim}{S}_3(0) & \underset{\sim}{S}_4(0) \end{pmatrix} \frac{e^{-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}\right)}}{ikz} \begin{pmatrix} \underset{\sim}{E}_{ox} \\ \underset{\sim}{E}_{oy} \end{pmatrix} \qquad (1.17)$$

avec $\underset{\sim}{\overrightarrow{E_o}} = \overrightarrow{E_o}\, e^{i(\omega t - kz)}$

comme précédemment, le champ total $\overrightarrow{E}$ au point P est la somme vectorielle du champ directement transmis par la particule et du champ diffusé. D'où

$$\begin{pmatrix} \underset{\sim}{E_x} \\ \underset{\sim}{E_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \underset{\sim}{S_1}(0)\dfrac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z}}}{ikz} & \underset{\sim}{S_2}(0)\dfrac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z}}}{ikz} \\ \underset{\sim}{S_3}(0)\dfrac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z}}}{ikz} & 1 + \underset{\sim}{S_4}(0)\dfrac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z}}}{ikz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underset{\sim}{E_{ox}} \\ \underset{\sim}{E_{oy}} \end{pmatrix} \qquad (1.18)$$

1.3. Calcul de C_{ext} pour une particule quelconque petite devant la longueur d'onde de la lumière.

$$C_{ext} = C_{diff} + C_{abs}$$

Calcul de Cdiff:

$$C_{diff} = \frac{P_{diff}}{I_o}$$

A - Champ électromagnétique rayonné à grande distance par une particule isotrope considérée comme un dipôle de Hertz.

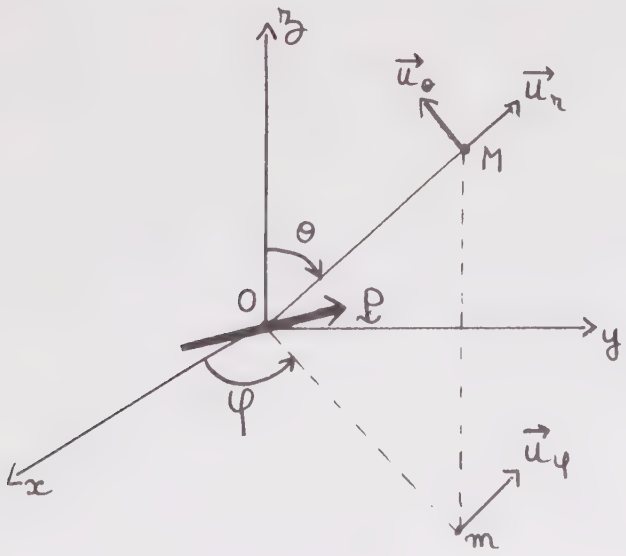


fig. 1.3

Une particule placée au point O, origine des coordonnées est éclairée par une onde plane se propageant dans la direction des z croissants Le champ électrique incident $\underset{\sim}{\overrightarrow{E_o}}$ est polarisé rectilignement dans le plan (Ox,Oy) et varie sinusoïdalement en fonction du temps avec la fréquence ω . Sous l'action du champ incident $\underset{\sim}{\overrightarrow{E_o}}$, la particule devient un dipôle oscillant à la même fréquence ω . Nous admettrons que ses électrons sont alors animés d'un mouvement rectiligne sinusoïdal(les charges positives restant immobiles) dont l'amplitude maximale est ℓ_o .

Le dipôle est alors caractérisé par un moment dipolaire complexe

$$\underset{\sim}{\vec{p}} = q\underset{\sim}{\vec{l}} = q\vec{l}_0 e^{i\omega t} \qquad (1.19)$$

Ce dipôle peut être remplacé par le dipôle équivalent suivant: les deux charges sont immobiles à la distance l_0 l'une de l'autre mais leur valeur algébrique varie sinusoïdalement avec le temps. Dans ces conditions,on a

$$\underset{\sim}{\vec{p}} = \underset{\sim}{q}\vec{l}_0 \qquad (1.20)$$

La particule est alors équivalente à une antenne filiforme de longueur l_0 dans laquelle circule le courant d'intensité

$$\underset{\sim}{I} = \frac{dq}{dt} = i\omega q = i\omega \frac{\vec{p}}{\vec{l}_0} \qquad (1.21)$$

Ce courant est caractérisé par le vecteur densité de courant

$$\underset{\sim}{\vec{j}} = \vec{j}_0 e^{i\omega t} \qquad (1.22)$$

où $\vec{j}_0$ est un vecteur constant parallèle à $\underset{\sim}{\vec{E}_0}$
Dans ces conditions, le potentiel vecteur $\underset{\sim}{\vec{A}}$ du champ électromagnétique rayonné par le dipôle au point M peut s'écrire

$$\underset{\sim}{\vec{A}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{V_A} j_0 \frac{e^{i\left(\omega t - \frac{\omega R_A}{c}\right)}}{R_A} d\tau_A \qquad (1.23)$$

où V_a représente le volume limité par l'antenne et R_A la distance d'un point courant de l'antenne au point M. Nous ne considérerons ici que des particules dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde de l'onde excitatrice. Il s'ensuit que l_0 est très petit devant la longueur d'onde et que tous les points de l'antenne sont à la même distance r du point M .
Par suite, on a :

$$\underset{\sim}{\vec{A}} = \frac{\mu_0 I \vec{l}_0}{4\pi r} e^{i\left(\omega t - \frac{\omega r}{c}\right)} = \frac{\mu_0 \underset{\sim}{I} \vec{l}_0}{4\pi r} e^{-i\frac{\omega r}{c}} \qquad (1.24)$$

Le champ électromagnétique $(\underset{\sim}{\vec{E}}, \underset{\sim}{\vec{H}})$ au point M s'exprime en fonction du potentiel vecteur $\underset{\sim}{\vec{A}}$ par les relations

$$\underset{\sim}{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_0} \overrightarrow{rot}\, \underset{\sim}{\vec{A}}$$

$$\underset{\sim}{\vec{E}} = -\frac{\partial \underset{\sim}{\vec{A}}}{\partial t} - \overrightarrow{grad}\, \underset{\sim}{V}$$

où V est le potentiel scalaire. D'autre part, $\underset{\sim}{\vec{A}}$ vérifie la jauge de Lorentz

$$div\, \underset{\sim}{\vec{A}} + i\frac{\omega}{c^2} \underset{\sim}{V} = 0$$

D'où finalement

$$\begin{cases} \underset{\sim}{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_0} rot\, \underset{\sim}{\vec{A}} & \text{(a)} \\ \underset{\sim}{\vec{E}} = -i\omega \underset{\sim}{\vec{A}} - i\frac{c^2}{\omega} \overrightarrow{grad}\left(div\, \underset{\sim}{\vec{A}}\right) & \text{(b)} \end{cases} \qquad (1.25)$$

Le moment dipolaire induit P est proportionnel au champ inducteur $\underset{\sim}{\vec{E}_0}$ (dans le plan z =0) et donné par

$$\underset{\sim}{\vec{P}} = \underset{\sim}{\alpha}\, \varepsilon_0\, \underset{\sim}{\vec{E}_0} \qquad (1.26)$$

où $\underset{\sim}{\alpha}$ est la polarisabilité complexe de la particule. Par suite

$$\underset{\sim}{\vec{A}}(x,y,z,t) = \frac{i\omega \underset{\sim}{\alpha}}{4\pi c^2 r} \underset{\sim}{\vec{E}_0}\, e^{-i\frac{\omega r}{c}} \qquad (1.27)$$

En utilisant les coordonnées sphériques r , θ et φ , on calcule les composantes de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ au moyen des relations (1.25). Dans ces conditions, le champ électromagnétique au point M est donné par

$$\begin{cases} \underset{\sim}{E_r} = \frac{2\underset{\sim}{\alpha}}{4\pi r^3} \sin\theta \left(\underset{\sim}{E_{ox}} \cos\varphi + \underset{\sim}{E_{oy}} \sin\varphi\right)\left(1 + i\frac{\omega r}{c}\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{E_\theta} = -\frac{\underset{\sim}{\alpha}}{4\pi r^3} \cos\theta \left(\underset{\sim}{E_{ox}} \cos\varphi + \underset{\sim}{E_{oy}} \sin\varphi\right)\left(1 + i\frac{\omega r}{c} - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{E_\varphi} = \frac{\underset{\sim}{\alpha}}{4\pi r^3} \left(\underset{\sim}{E_{ox}} \sin\varphi - \underset{\sim}{E_{oy}} \cos\varphi\right)\left(1 + i\frac{\omega r}{c} - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \qquad (1.28)$$

et

$$\begin{cases} \underset{\sim}{H}_r = 0 \\ \underset{\sim}{H}_\theta = i\,\dfrac{\omega \underset{\sim}{\alpha}\,\varepsilon_0}{4\pi r^2}\left(1 + i\,\dfrac{\omega r}{c}\right)\left(\underset{\sim}{E}_{oy}\cos\varphi - \underset{\sim}{E}_{ox}\sin\varphi\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{H}_\varphi = -i\,\dfrac{\omega \underset{\sim}{\alpha}\,\varepsilon_0}{4\pi r^2}\left(1 + i\,\dfrac{\omega r}{c}\right)\left(\underset{\sim}{E}_{ox}\cos\varphi + \underset{\sim}{E}_{oy}\sin\varphi\right)\cos\theta\, e^{i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \qquad (1.29)$$

Le point M est suffisamment éloigné de la particule pour considérer les termes en $\frac{1}{r2}$ et en $\frac{1}{r^3}$ comme négligeables devant le terme en $\frac{1}{r}$. On a donc à grande distance

$$\begin{cases} \underset{\sim}{E}_r = 0 \\ \underset{\sim}{E}_\theta = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r}\cos\theta\left(\underset{\sim}{E}_{ox}\cos\varphi + \underset{\sim}{E}_{oy}\sin\varphi\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{E}_\varphi = -\dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r}\left(\underset{\sim}{E}_{ox}\sin\varphi - \underset{\sim}{E}_{oy}\cos\varphi\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \qquad (1.30)$$

et

$$\begin{cases} \underset{\sim}{H}_r = 0 \\ \underset{\sim}{H}_\theta = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r}\varepsilon_0 c\left(\underset{\sim}{E}_{ox}\sin\varphi - \underset{\sim}{E}_{oy}\cos\varphi\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{H}_\varphi = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r}\varepsilon_0 c\cos\theta\left(\underset{\sim}{E}_{ox}\cos\varphi + \underset{\sim}{E}_{oy}\sin\varphi\right) e^{-i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \qquad (1.31)$$

Le champ électromagnétique au point M est donc localement plan et rectilignement polarisé dans un plan perpendiculaire à $\overrightarrow{OM}$.

B - Calcul de la puissance rayonnée et de la section efficace d'extinction:

Comme $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ sont en phase, le vecteur de Poynting est réel.

Le vecteur de Poynting est dirigé suivant l'axe des r. Il est donné, en valeur moyenne, par :

$$\overrightarrow{\Pi_r} = \frac{1}{2}\left(\overrightarrow{\underset{\sim}{E}} \wedge \overrightarrow{\underset{\sim}{H}}^*\right) = \frac{1}{2}\left(\underset{\sim}{E}_\theta\, \underset{\sim}{H}^*_\varphi - \underset{\sim}{E}_\varphi\, \underset{\sim}{H}^*_\theta\right)\vec{u}_r$$

$$= \frac{1}{2}\frac{|\underset{\sim}{\alpha}|^2 k^4}{(4\pi r)^2}\varepsilon_0 c\left[\cos^2\theta\left(E_{ox}\cos\varphi + E_{oy}\sin\varphi\right)^2 + \left(E_{ox}\sin\varphi - E_{oy}\cos\varphi\right)^2\right]\vec{u}_r \qquad (1.32)$$

La puissance totale rayonnée par le dipôle dans l'espace environnant est égale au flux du vecteur de Poynting moyen à travers une sphère de rayon r. Elle s'écrit

$$\mathcal{P}_{rayonnée} = \iint \vec{\Pi}_r \, d\vec{S} = \int_{\theta=0}^{-\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \Pi_r \, r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Donc

$$\mathcal{P}_{rayonnée} = \varepsilon_0 c \, \frac{k^4 (E_{ox}^2 + E_{oy}^2) |\underset{\sim}{\alpha}|^2}{12\pi} \tag{1.33}$$

Or l'intensité de l'onde plane incidente sur la particule est:

$$I_0 = \frac{1}{2} \left| \vec{\underset{\sim}{E}}_0 \wedge \vec{\underset{\sim}{H}}_0^* \right| = \frac{1}{2} \left[E_{ox}^2 + E_{oy}^2 \right] \varepsilon_0 c \tag{1.34}$$

Il en résulte que

$$\mathcal{P}_{rayonnée} = \frac{k^4 |\underset{\sim}{\alpha}|^2}{6\pi} I_0 \tag{1.35}$$

Pour calculer la section efficace de diffusion C_{diff}, il suffit de faire le rapport entre la puissance rayonnée par le dipôle et l'intensité incidente. On obtient

$$C_{diff} = \frac{P}{I_0} = \frac{k^4 |\underset{\sim}{\alpha}|^2}{6\pi} \tag{1.36}$$

En fait le champ électromagnétique rayonné à la symétrie de révolution en φ et on peut, sans restreindre la généralité du problème, supposer que le point M est dans le plan (Oy,Oz), c'est-à-dire que $\varphi = \frac{\pi}{2}$. De plus, comme nous l'avons déjà vu plus haut, nous ne sommes intéressés que par le champ électromagnétique rayonné dans la direction de l'onde incidente ($\theta = 0$). Par suite, on a

$$\begin{cases} \underset{\sim}{E}_r = \underset{\sim}{E}_z = 0 \\ \underset{\sim}{E}_{\theta=0} = \underset{\sim}{E}_y = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r} \underset{\sim}{E}_{oy} \, e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{E}_{\varphi=\frac{\pi}{2}} = -\underset{\sim}{E}_x = -\dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r} \underset{\sim}{E}_{ox} \, e^{-i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \tag{1.37}$$

$$\begin{cases} \underset{\sim}{H_r} = \underset{\sim}{H_{r_0}} = 0 \\ \underset{\sim}{H_\theta} = \underset{\sim}{H_y} = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r} \varepsilon_0 c \, \underset{\sim}{E_{ox}} \, e^{-i\frac{\omega r}{c}} \\ \underset{\sim}{H_\varphi} = -\underset{\sim}{H_x} = \dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^2}{4\pi r} \varepsilon_0 c \, \underset{\sim}{E_{oy}} \, e^{-i\frac{\omega r}{c}} \end{cases} \tag{1.38}$$

On peut alors écrire entre le champ électrique diffusé au point M et le champ incident, la relation matricielle

$$\begin{pmatrix} \underset{\sim}{E_x} \\ \underset{\sim}{E_y} \end{pmatrix} = \frac{e^{-ikr}}{ikr} \begin{pmatrix} i\dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^3}{4\pi} & 0 \\ 0 & i\dfrac{\underset{\sim}{\alpha} k^3}{4\pi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underset{\sim}{E_{ox}} \\ \underset{\sim}{E_{oy}} \end{pmatrix} \tag{1.39}$$

La comparaison des relations (1.17) et (1.39) permet de définir les fonctions amplitude complexe de la particule par

$$\underset{\sim}{S_1}(0) = \underset{\sim}{S_4}(0) = i\frac{\underset{\sim}{\alpha} k^3}{4\pi} = \underset{\sim}{S}(0) \tag{1.40}$$

$$\underset{\sim}{S_2}(0) = \underset{\sim}{S_3}(0) = 0 \tag{1.41}$$

Les particules absorbantes sont caractérisées par des valeurs complexes de la polarisabilité $\underset{\sim}{\alpha}$ .Dans le cas très simple où la particule est isotrope, la fonction d'amplitude pour la direction $\theta = 0$ est le scalaire $\underset{\sim}{S}(0)$ défini par la relation (1.40).

D'après la relation (1.16), C_{ext} est défini par

$$C_{ext} = \frac{4\pi}{k^2} \mathrm{Re}\left\{\underset{\sim}{S}(0)\right\} = k \, \mathrm{Re}\left\{i\underset{\sim}{\alpha}\right\} \tag{1.42}$$

Or si la particule est transparente $\underset{\sim}{\alpha}$ est un nombre réel et C_{ext} est nul, ce qui prouve que seul le phénomène d'absorption est représenté par la relation (1.42) et non le phénomène de diffusion. La section droite d'extinction de la particule est donc donnée par

$$\begin{cases} C_{ext} = C_{diff} + C_{abs} \\ C_{diff} = \dfrac{k^4 \underset{\sim}{\alpha}}{6\pi} \quad \text{et} \quad C_{abs} = k \, \mathrm{Re}\left[i\underset{\sim}{\alpha}\right] \end{cases}$$

$$C_{ext} = C_{abs} + C_{diff} = k\,\mathrm{Re}\,(i\underset{\sim}{\alpha}) + \frac{k^4|\underset{\sim}{\alpha}|^2}{6\pi} \qquad (1.43)$$

Il est important de remarquer que si $\underset{\sim}{\alpha}$ est indépendant de la longueur d'onde, la puissance rayonnée est proportionnelle à $V^2\lambda^{-4}$ (où V est le volume de la particule) et la puissance absorbée est proportionnelle à $V\,\lambda^{-1}$. Pour de très petites particules ($V \longrightarrow 0$), l'absorption, si elle existe tend à être l'effet le plus important et la diffusion est alors pratiquement négligeable. Si la particule n'est pas absorbante, l'extinction est due à la diffusion seule.

Remarque.

Pour des particules anisotropes, les calculs sont exactement les mêmes mais la polarisabilité devient maintenant un tenseur et la relation (1.26) entre le champ électrique excitateur et le moment dipolaire induit s'écrit

$$\vec{\underset{\sim}{p}} = [\underset{\sim}{\alpha}]\,\varepsilon_0\,\vec{\underset{\sim}{E}}_0$$

où

$$\begin{cases} \underset{\sim}{p}_x = \underset{\sim}{\alpha}_{11}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0x} + \underset{\sim}{\alpha}_{12}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0y} & \text{(a)} \\ \underset{\sim}{p}_y = \underset{\sim}{\alpha}_{21}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0x} + \underset{\sim}{\alpha}_{22}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0y} & \text{(b)} \end{cases} \qquad (1.44)$$

Le champ électromagnétique au point M et dans la direction $\Theta = 0$ est toujours donné par les relations (1.37) et (1.38) où $\underset{\sim}{\alpha}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0x}$ et $\underset{\sim}{\alpha}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{E}_{0y}$ sont maintenant remplacés respectivement l'un par l'expression (1.44a) et l'autre par l'expression (1.43b). Les fonctions $\underset{\sim}{S}_1(0)$, $\underset{\sim}{S}_2(0)$, $\underset{\sim}{S}_3(0)$ et $\underset{\sim}{S}_4(0)$ sont alors différentes de 0 et différentes les unes des autres.

1-4. Calcul de l'indice de réfraction d'un milieu colloïdal contenant N particules indépendantes par unité de volume.

Deux plans parallèles (fig. 1.3) limitent un milieu colloïdal d'épaisseur l contenant un grand nombre de particules identiques, identiquement orientées et distribuées au hasard. Ce milieu est éclairé par un faisceau parallèle de lumière monochromatique et contient N particules par unité de volume. La lumière incidente subit une diffusion lors de son passage à travers le milieu colloïdal et nous calculerons dans ce qui suit l'amplitude lumineuse en un point P quelconque de l'espace. L'origine des coordonnées est en un point O situé à l'intérieur du milieu et P est suffisamment éloigné de O pour qu'il soit considéré à une distance z_p constante de toutes les particules. Ceci revient à dire que l'épaisseur de la lame diffusante est négligeable devant la coordonnée z_p de P. De plus, z_p est suffisamment grand pour admettre que la diffusion de chaque particule est caractérisée par la même fonction amplitude $\underset{\sim}{S}(0)$ (à savoir que la lumière diffusée a pratiquement la même direction que le faisceau incident). Soit une particule M caractérisée par ses coordonnées x, et y dans le milieu. L'amplitude en P du rayon diffusé par cette particule est

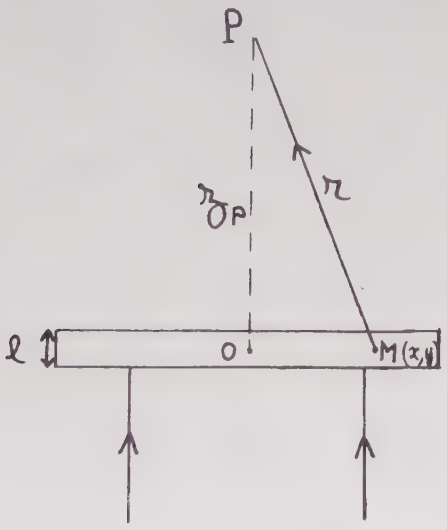


Fig. 1.3

$$\underset{\sim}{u}_d = \underset{\sim}{S}(0)\,\frac{e^{i(\omega t - kr)}}{ikr} \simeq \underset{\sim}{S}(0)\,\frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2z_p}}}{ikz_p}\,\underset{\sim}{u}_0 \qquad (1.45)$$

où $\underset{\sim}{u}_0$ est l'amplitude de l'onde plane incidente au point P. L'amplitude totale en P due à cette seule particule est, comme précédemment, la somme de l'amplitude diffusée et de l'amplitude directement transmise par la particule, d'où

$$\underset{\sim}{u} = \underset{\sim}{u}_0 + \underset{\sim}{u}_d = \underset{\sim}{u}_0 \left[1 + \underset{\sim}{S}(0) \frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_{zP}}}}{ikr_{zP}} \right] \tag{1.46}$$

et l'amplitude due à un petit élément de volume dx dy dz centré autour de M est

$$d\underset{\sim}{u} = N \left[1 + \underset{\sim}{S}(0) \frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_{zP}}}}{ikr_{zP}} \right] \underset{\sim}{u}_0 \, dx \, dy \, dz \tag{1.47}$$

L'amplitude totale en P est donc :

$$\underset{\sim}{u}(P) = N \underset{\sim}{u}_0 \iiint \left[1 + \underset{\sim}{S}(0) \frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_{zP}}}}{ikr_{zP}} \right] dx \, dy \, dr_z$$

$$= N l \underset{\sim}{u}_0 \iint \left[1 + \underset{\sim}{S}(0) \frac{e^{-ik\frac{x^2+y^2}{2r_{zP}}}}{ikr_{zP}} \right] dx \, dy \tag{1.48}$$

En supposant que la surface occupée par cet ensemble de particules est de l'ordre de $r_{zP}\lambda$, on peut, comme dans le cas précédent, effectuer l'intégration de $-\infty$ à $+\infty$ et, dans ces conditions on a

$$\underset{\sim}{u}(P) = \underset{\sim}{u}_0 \left[1 - \frac{2\pi N}{k^2} l \underset{\sim}{S}(0) \right] \tag{1.49}$$

Cette formule représente donc l'amplitude totale au point P due à la lumière diffusée par le milieu considéré dans la direction de l'onde incidente. C'est le seul cas où la répartition aléatoire des particules dans le milieu ne change pas la phase de chacune d'elle éclairée par l'onde incidente. Dès que l'on calcule l'amplitude diffusée dans une direction (θ , φ), la phase de chaque particule dépend de sa position et elle varie donc aléatoirement d'une particule à l'autre. C'est pourquoi le phénomène d'interférence n'existe plus: l'intensité totale I (θ , φ) en un point de l'espace est la somme des intensités diffusées par chacune des particules.

De plus, toute cette étude a été faite en supposant que le champ électrique agissant sur chacune des particules est le champ appliqué $\underset{\sim}{\vec{E}_0}$. Elle n'est donc valable que si les particules sont indépendantes les unes des autres.

Ce milieu colloïdal peut fort bien être considéré comme un milieu homogène d'indice de réfraction complexe moyen $\underset{\sim}{n} = \nu - i\chi$. Dans ces conditions, l'amplitude au point P est donnée par la formule

$$\underset{\sim}{u}(P) = \underset{\sim}{u}_0 \, e^{-ik\ell(\underset{\sim}{n}-1)} \tag{1.50}$$

Puisque les particules sont indépendantes, r est voisin de 1 (ν voisin 1 et χ est petit car $n \simeq n_{vide}$)

$$u(P) \simeq \underset{\sim}{u}_0 \left[1 - ik\ell(\underset{\sim}{n}-1)\right] \tag{1.51}$$

et, de la comparaison des formules (1.49) et (1.51), on déduit

$$\underset{\sim}{n} = 1 - i\frac{2\pi N \underset{\sim}{S}(0)}{k^3} = \nu - i\chi \tag{1.52}$$

avec

$$\begin{cases} \nu = 1 + \dfrac{2\pi N}{k^3} \operatorname{Im}\left[\underset{\sim}{S}(0)\right] & \text{(a)} \\ \chi = \dfrac{2\pi N}{k^3} \operatorname{Re}\left[\underset{\sim}{S}(0)\right] & \text{(b)} \end{cases} \tag{1.53}$$

Dans le cas où les particules sont absorbantes et la diffusion est négligeable, $\underset{\sim}{S}(0)$ est donnée par l'expression (1.39) et

$$\begin{cases} \nu = 1 + \dfrac{N}{2} \operatorname{Re}(\underset{\sim}{\alpha}) & \text{(a)} \\ \chi = -\dfrac{N}{2} \operatorname{Im}(\underset{\sim}{\alpha}) & \text{(b)} \end{cases} \tag{1.54}$$

En fait, si une particule est excitée par le champ $\underset{\sim}{\vec{E}_0}$, on peut définir l'excitation électrique $\underset{\sim}{\vec{D}}$ à l'intérieur de celle-ci par la relation

$$\underset{\sim}{\vec{D}} = \varepsilon_0 \underset{\sim}{\vec{E}_0} + \underset{\sim}{\vec{P}} = \underset{\sim}{\varepsilon}\,\underset{\sim}{\vec{E}_0}$$

où $\vec{P}$ est la polarisation par unité de volume de la particule et $\underset{\sim}{\varepsilon}$ sa constante diélectrique complexe.
Il en résulte que

$$\underset{\sim}{\vec{P}} = (\underset{\sim}{\varepsilon} - \varepsilon_0)\underset{\sim}{\vec{E}_0} = \varepsilon_0 (\underset{\sim}{m}^2 - 1)\underset{\sim}{\vec{E}_0} \qquad (1.55)$$

où $\underset{\sim}{m}$ est l'indice de réfraction du corps constituant la particule de volume V. Le moment dipolaire induit dans la particule considérée comme homogène et isotrope est

$$\underset{\sim}{\vec{p}} = \iiint \underset{\sim}{\vec{P}}\, dV = \varepsilon_0 (\underset{\sim}{m}^2 - 1) V \underset{\sim}{\vec{E}_0} \qquad (1.56)$$

et par suite on a

$$\underset{\sim}{\alpha} = (\underset{\sim}{m}^2 - 1)V \simeq 2(\underset{\sim}{m} - 1)V \qquad (1.57)$$

en supposant $\underset{\sim}{m}$ voisin de 1.

Il en résulte que l'indice du milieu $\underset{\sim}{n}$ est lié à l'indice propre de la particule par la relation

$$\underset{\sim}{n} = 1 + (\underset{\sim}{m} - 1) N V \qquad (1.58)$$

Remarque:

Les résultats établis dans ce paragraphe ne sont valables que si les particules sont suffisamment dispersées au sein du milieu pour ne pas interagir les unes sur les autres. Ceci implique donc que le milieu considéré a une faible concentration en particules colloidales et que NV est, par suite, inférieur à 1.

1.5. Etude du cas où les particules colloïdales sont en forte concentration dans le milieu (N V ∼ 1)

Les particules colloïdales sont très voisines les unes des autres (leurs distances respectives sont très inférieures à leur diamètre) et l'on ne peut plus négliger leurs interactions réciproques. Ceci signifie que l'on ne peut plus admettre que le champ électrique agissant sur l'une des particules est égal au champ excitateur $\underset{\sim}{\vec{E}_o}$.

1.5.1. Formule de Lorentz-Lorenz

Cette formule a été établie pour des molécules d'un corps diélectrique dispersées au sein d'un milieu inerte. Nous admettrons ici qu'elle peut également s'appliquer à des particules de dimensions très inférieures à la longueur d'onde de la lumière excitatrice. Pour simplifier nous supposerons que ces particules sont dans le vide.

Le milieu est donc excité par un champ électrique $\vec{E}_o$ sous l'action duquel chacune des particules, électriquement neutre, devient un dipôle de moment dipolaire $\vec{p}$ parallèle à $\vec{E}_o$. Considérons l'une des particules placées en un point O de l'espace. Elle est soumise à un champ électrique total $\vec{E}_{loc}$ qui est la somme du champ électrique appliqué $\vec{E}_o$ et du champ créé au point O par les autres particules du milieu devenues des dipoles induits. Pour calculer $\vec{E}_{loc}$ nous supposerons que la particule O est au centre d'une cavité sphérique fictive de rayon r très grand par rapport à son diamètre mais très petit devant les dimensions du milieu (Fig. 1.4). Nous supposerons de plus que $\vec{E}_{loc}$ calculé au centre de la molécule O est le même en tout point de celle-ci. (On peut faire cette approximation puisque l'on suppose la taille de la particule très petite devant la longueur d'onde de la lumière) et qu'il n'est pas perturbé par l'absence imaginaire de la particule en O.

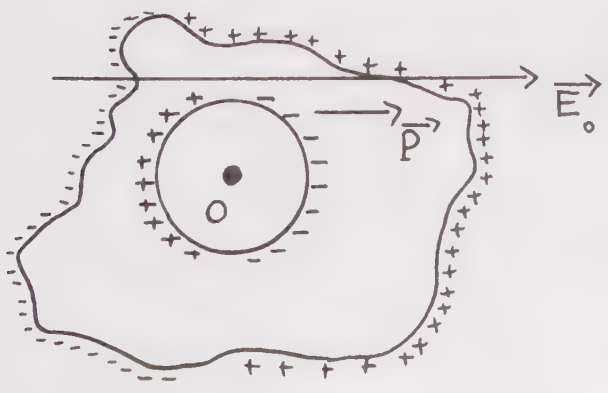


Fig. 1.4

En fait, on peut écrire

$$\vec{E}_{loc} = \vec{E}_o + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \qquad (1.59)$$

où $\vec{E}_o$ est le champ électrique appliqué, $\vec{E}_1$ est le champ électrique créé en O par les dipoles extérieurs à la cavité et $\vec{E}_2$ le champ électrique créé en O par les dipoles intérieurs à la cavité. Nous ne tenons pas compte ici du champ de dépolarisation dû aux charges apparues sur la surface limitant l'ensemble du milieu car nous supposons celui-ci infini.

a) Calcul de $\vec{E}_2$

Le champ $\vec{E}_2$, engendré en O par tous les dipoles intérieurs à la cavité et supposés identiques, est donné par

$$\vec{E}_2 = \sum_i \frac{3(\vec{p}\cdot\vec{n}_i)\vec{n}_i - n_i^2\vec{p}}{n_i^5}$$

où $\vec{r}_i = \overrightarrow{OM}_i$ caractérise la position du ième dipôle de la cavité. Ces dipôles sont supposés être tous parallèles et identiques. Nous admettrons alors que par raison de symétrie,

$$\vec{E}_2 = 0$$

b) Calcul de $\vec{E}_1$

Puisque $\vec{E}_2 = 0$, tout se passe comme si la particule O se trouvait au centre d'une cavité sphérique vide, entourée par un milieu pratiquement homogène caractérisé par le vecteur polarisation $\vec{P}$ uniforme. L'induction électrique en un point extérieur à la cavité représente la réponse du milieu au champ électrique excitateur et est donné par

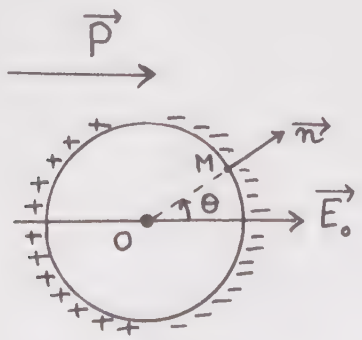


Fig. 1.5

$$\vec{D}_{ext} = \varepsilon_o \vec{E}_o + \vec{P} \qquad (1.60)$$

Le vecteur $\vec{P}$, s'annule dans l'espace vide donc l'induction électrique en un point intérieur à la cavité est

$$\vec{D}_{int} = \varepsilon_0 \vec{E}_1 \tag{1.61}$$

Le milieu ne contient pas de charges réelles donc

$$\text{div } \vec{D}_{ext} = 0 \text{ et par suite}$$
$$\text{div } \vec{E}_0 = -\frac{1}{\varepsilon_0} \text{div } \vec{P} \tag{1.62}$$

L'action du diélectrique sur le champ est la même que celle qui serait due à une distribution de charges de densité volumique

$$\rho' = - \text{div } \vec{P} \tag{1.63}$$

Le champ électrique subit à la surface de la cavité, une discondinuité caractérisée par

$$\vec{n}(\vec{D}_0 - \vec{D}_1) = \sigma = 0$$

c'est-à-dire

$$\vec{n}(\vec{E}_0 - \vec{E}_1) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \vec{n} \vec{P} \tag{1.64}$$

où $\vec{n}$ est la normale unitaire extérieure à la sphère en un point de celle-ci. Le champ électrique $\vec{E}_1$ au point O est donc équivalent à celui que produirait en O une distribution de charges répartie sur la surface sphérique, avec une densité superficielle variable en chaque point et donnée par

$$\sigma = - P \cos\theta \tag{1.65}$$

où θ représente l'angle entre la direction du champ appliqué et la normale à la sphère au point considéré. On peut en effet admettre que le milieu à l'extérieur de la cavité sphérique a une structure continue pour la particule au point O. Un élément de la cavité sphérique centré au point M crée en O un champ électrique élémentaire $d\vec{E}$ donné par la loi de Coulomb

$$d\vec{E} = \frac{-P\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2} (-\vec{n})\, dS \tag{1.66}$$

Le champ $\vec{E}_1$ résultant est parallèle à $\vec{E}_0$, donc

$$dE_1 = \frac{P\cos^2\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2} dS$$

et

$$E_1 = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{P\cos^2\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2} r^2 \sin\theta \, d\theta = \frac{P}{3\varepsilon_0} \tag{1.67}$$

C) Calcul de la polarisabilité d'une particule

Le champ électrique total au point O engendré par tous les autres dipoles induits dans le milieu est donc finalement donné par

$$\vec{E}_{loc} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \tag{1.68}$$

Le moment dipolaire induit dans la particule de polarisabilité α placée en O est alors égal à

$$\vec{p} = \alpha \varepsilon_0 \vec{E}_{loc} = \alpha \varepsilon_0 \left(\vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \right) \tag{1.69}$$

s'il y a N particules par unité de volume, la polarisation $\vec{P}$ du milieu qui représente le moment dipolaire par unité de volume est

$$\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha\varepsilon_0 \left(\vec{E}_0 + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \right) \tag{1.70}$$

D'où

$$\vec{P} = \frac{N\alpha\varepsilon_0}{1 - \frac{N\alpha}{3}} \vec{E}_0 \tag{1.71}$$

Or $\vec{P}$ et $\vec{E}$ sont reliés par l'expression

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{E}_0$$

où ε est la constante diélectrique (réelle ou complexe) du milieu. Il en résulte que

$$\frac{N\alpha}{3} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \tag{1.72}$$

en définissant par n l'indice de réfraction du milieu. La polarisabilité de la particule s'exprime en fonction de l'indice de réfraction du milieu par la relation de Lorentz-Lorenz

$$\alpha = \frac{3}{N} \frac{n^2-1}{n^2+2} \qquad (1.73)$$

Si la particule est absorbante, l'indice n est complexe et par suite, la polarisabilité α est également un nombre complexe.

1.5.2. Champ électromagnétique diffracté par une sphère de rayon a à grande distance.

La formule précédente a été établie en considérant la polarisation induite dans les particules (diélectriques ou métalliques de conductivité non infinie) d'un milieu colloïdal excité par un champ électrique $\vec{E_0}$. Nous avons admis que chacune de ces particules devient un dipôle sous l'action du champ $\vec{E_0}$ et du champ engendré par les particules environnantes. Or, chacune des particules est en fait une distribution de charges ponctuelles localisées dans un domaine extrêmement restreint de l'espace dont la somme algébrique est nulle. Lorsque celle-ci n'est soumise à aucune excitation, les barycentres des charges positives et des charges négatives sont confondus. L'ensemble ne produit donc aucun champ électromagnétique dans l'espace. Un champ électrique engendre un déplacement de ces barycentres l'un par rapport à l'autre et on peut montrer que cette nouvelle distribution de charges dans l'espace peut se décomposer en une série de multipôles dont les deux premiers termes sont respectivement l'un, un dipôle caractérisé par son moment dipolaire $\vec{p}$ et l'autre un quadrupôle caractérisé par un tenseur symétrique appelé "moment quadrupolaire". Ces termes supérieurs, caractérisés par des moments d'ordre plus élevé, sont en général négligeables. Le champ électrique engendré à grande distance par une sphère diélectrique ou métallique de conductivité non infinie, placée dans un champ électrique dépendant sinusoïdalement du temps, a été calculé par Mie (7). La formule obtenue est extrêmement compliquée et est la somme d'une infinité de termes, chacun d'eux caractérisant l'un des multipôles de la distribution de charges induites sur la sphère. Cependant, dans le cas particulier où le diamètre 2a de la sphère est très petit devant la longueur d'onde du champ

excitateur, on trouve que le champ électrique rayonné est identique à celui qu'engendrerait un dipôle dont le moment dipolaire est donné par

$$\vec{p} = 3\varepsilon_0 V \frac{\underset{\sim}{m}^2 - 1}{\underset{\sim}{m}^2 + 2} \vec{E}_0 \qquad (1.74)$$

où $\underset{\sim}{m}$ représente l'indice de réfraction du matériau constituant la sphère placée dans le vide et où $V = \frac{4}{3}\pi a^3$ est le volume de la sphère. Il en résulte que la polarisabilité de la particule est donnée par

$$\underset{\sim}{\alpha} = 3V \frac{\underset{\sim}{m}^2 - 1}{\underset{\sim}{m}^2 + 2} \qquad (1.75)$$

1.5.3. Indice de réfraction du milieu.

La formule (1.73) donne l'indice de réfraction global du milieu colloïdal en fonction de la polarisabilité des particules le constituant, alors que la formule (1.75) permet de calculer la polarisabilité d'une particule sphérique en fonction de son volume V et de l'indice de réfraction du corps dont elle est formée. Il en résulte qu'en égalant les formules (1.73) et (1.75), on peut calculer l'indice de réfraction $\underset{\sim}{n}$ du milieu colloïdal en fonction de l'indice de réfraction des particules le constituant, celles-ci étant supposées identiques, sphériques et placées dans le vide.

$$\frac{\underset{\sim}{n}^2 - 1}{\underset{\sim}{n}^2 + 2} = NV \frac{\underset{\sim}{m}^2 - 1}{\underset{\sim}{m}^2 + 2} \qquad (1.76)$$

$$\underset{\sim}{n}^2 = \frac{1 + 2NV \frac{\underset{\sim}{m}^2 - 1}{\underset{\sim}{m}^2 + 2}}{1 - NV \frac{\underset{\sim}{m}^2 - 1}{\underset{\sim}{m}^2 + 2}} \qquad (1.77)$$

Si les particules sphériques sont dispersées dans un milieu diélectrique d'indice n_o et de polarisation négligeable, on démontrerait de la même manière que l'indice de réfraction du milieu colloïdal est donné par

$$\underset{\sim}{n}^2 = \frac{n_o^2\left[1 + 2NV\,\frac{\underset{\sim}{m}^2 - n_o^2}{\underset{\sim}{m}^2 + 2n_o^2}\right]}{1 - NV\,\frac{\underset{\sim}{m}^2 - n_o^2}{\underset{\sim}{m}^2 + 2n_o^2}} \qquad (1.78)$$

Remarque:

Si l'on suppose que $\underset{\sim}{m}$ et $\underset{\sim}{n}$ sont voisins de 1, on peut écrire dans la formule (1.76)

$$\underset{\sim}{n}^2 + 2 \simeq \underset{\sim}{m}^2 + 2 \simeq 3$$

et

$$(\underset{\sim}{n}^2 - 1) \simeq 2(\underset{\sim}{n} - 1) \quad ; (\underset{\sim}{m}^2 - 1) \simeq 2(\underset{\sim}{m} - 1)$$

Dans ces conditions, on obtient

$$\underset{\sim}{n} = 1 + NV(\underset{\sim}{m} - 1) \qquad (1.79)$$

ce qui permet de retrouver la formule (1.58) qui représentait l'indice d'un milieu colloïdal renfermant des particules indépendantes les unes des autres et d'indice voisin de 1.

1.5.4. Conclusion.

Nous venons de montrer ici, comment, à partir de la formule de Mie établie pour une particule sphérique et de la formule de Lorentz-Lorenz, l'on pouvait calculer l'indice de réfraction d'un milieu colloïdal contenant N particules sphériques, identiques d'indice m dispersées dans un corps diélectrique d'indice n_o non polarisable. Nous n'avons pas jusqu'à présent tenu compte de la variation de $\underset{\sim}{m}$ avec la longueur d'onde du champ excitateur, c'est-à-dire du phénomène de dispersion.

1.6. Dispersion et absorption.

Considérons l'une des particules précédentes dont l'indice de réfraction $\underset{\sim}{m}$ est complexe. Nous avons supposé, dans les paragraphes précédents que lorsque celle-ci n'est pas excitée par un champ électrique, les barycentres de ses charges positives et de ses charges négatives sont confondus. En fait, à cause de l'agitation thermique, les électrons sont sans cesse en mouvement autour des charges positives considérées comme fixes et on peut considérer la particule comme un dipôle instantanné de moment dipolaire $\vec{p}$ dont la direction est aléatoire. Chacune des particules du milieu a un moment dipolaire aléatoire, si bien que la polarisation totale du milieu, $\vec{P}$ est nulle.

1.6.1. Oscillations libres amorties d'un électron de la particule, élastiquement lié.

Soit un électron de la particule sphérique. Celui-ci est lié par une force élastique aux charges positives de la particule et sa position est définie par le rayon vecteur $\vec{l}_o$
La force élastique peut donc s'écrire

$$\vec{f}_{el} = -k \underset{\sim}{\vec{l}_o} \tag{1.80}$$

Un tel électron, de masse m_e ,écarté de sa position d'équilibre, effectue un mouvement oscillatoire autour de celle-ci avec la fréquence propre ω_o définie classiquement par

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m_e} \tag{1.81}$$

Pendant le temps où l'électron effectue ce mouvement il rayonne de l'énergie puisque la particule est assimilée à un dipôle de Hertz. La puissance moyenne rayonnée est donnée par la formule (1.33) dans laquelle on remplace $|\underset{\sim}{\alpha}|^2 \left(E_{ox}^2 + E_{oy}^2 \right)$ c'est-à-dire $|\underset{\sim}{p}|^2 / \varepsilon_o^2$ par $e^2 |\underset{\sim}{l}_o|^2 / \varepsilon_o^2$. Dans ces conditions

$$\mathcal{P}_{rayonnée} = \varepsilon_0 c \frac{k^4 e^2 |\underset{\sim}{\ell}_0|^2}{12\pi\varepsilon_0^2} = \frac{\omega_0^4 e^2 |\underset{\sim}{\ell}_0|^2}{12\pi\varepsilon_0 c^3} \tag{1.82}$$

La particule considérée comme un oscillateur harmonique a une énergie potentielle instantannée

$$W = \frac{1}{2} m_e \omega_0^2 \ell_0^2 \tag{1.83}$$

qu'elle perd par rayonnement suivant la loi

$$\frac{dW}{dt} = -\mathcal{P}_{ray} = -\frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3 m_e} W \tag{1.84}$$

Il en résulte que

$$\frac{1}{W}\frac{dW}{dt} = -\frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3 m_e} = -\frac{1}{\tau} \tag{1.85}$$

où τ est homogène à un temps. L'énergie enmagasinée par l'oscillateur varie donc en fonction du temps suivant la loi

$$W = W_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{1.86}$$

et, par suite

$$|\underset{\sim}{\ell}_0| = \sqrt{\frac{2W}{m_e\omega_0^2}} = \sqrt{\frac{2W_0}{m_e\omega_0^2}}\, e^{-\frac{t}{2\tau}} \tag{1.87}$$

D'où

$$\underset{\sim}{\ell}_0 = \sqrt{\frac{2W_0}{m_e\omega_0^2}}\, e^{-\frac{t}{2\tau}} e^{i\omega_0 t} \tag{1.88}$$

L'amplitude du mouvement de l'électron décroîtdonc avec une constante de temps égale au double de celle de l'énergie et l'on peut dire que la particule cesse d'être un oscillateur libre au bout d'un temps dont l'ordre de grandeur est égal à τ. Pour mettre en équation le mouvement de l'électron, il faut donc introduire en plus de la force élastique, une force d'amortissement proportionnelle à la vitesse de l'électron et dont le coefficient de proportionnalité est égal à $\frac{1}{\tau}$. Cette équation est donc

$$\frac{d^2\underset{\sim}{\ell}_0}{dt^2} + \frac{1}{\tau}\frac{d\underset{\sim}{\ell}_0}{dt} + \omega_0^2 \underset{\sim}{\ell}_0 = 0 \qquad (1.89)$$

1.6.2. Oscillations forcées d'un électron de la particule.

Cette particule est maintenant excitée par un champ électrique $\underset{\sim}{\vec{E}}_0$ dépendant sinusoïdalement du temps avec la fréquence angulaire ω . Le mouvement de l'électron est donc décrit par l'équation

$$\frac{d^2\underset{\sim}{\vec{\ell}}}{dt^2} + \frac{1}{\tau}\frac{d\underset{\sim}{\vec{\ell}}}{dt} + \omega_0^2 \underset{\sim}{\vec{\ell}} = -\frac{e}{m_e}\underset{\sim}{\vec{E}}_0 e^{i\omega t} \qquad (1.90)$$

dont la solution en notation complexe est

$$\underset{\sim}{\vec{\ell}} = -\frac{e}{m_e}\frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}}\underset{\sim}{\vec{E}}_0 \qquad (1.91)$$

Le moment dipolaire induit est

$$\underset{\sim}{\vec{p}} = -e\,\underset{\sim}{\vec{\ell}} = \frac{e^2}{m_e}\frac{\underset{\sim}{\vec{E}}_0}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}\right]} = \underset{\sim}{\alpha}\,\varepsilon_0\,\underset{\sim}{\vec{E}}_0 \qquad (1.92)$$

et par suite,

$$\underset{\sim}{\alpha} = \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0}\left[\frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}}\right] \qquad (1.93)$$

D'après la formule de Mie, l'indice de réfraction m de la particule est lié à sa polarisabilité α par la relation

$$\underset{\sim}{m}^2 = \frac{1 + 2\frac{\underset{\sim}{\alpha}}{3V}}{1 - \frac{\underset{\sim}{\alpha}}{3V}} \qquad (1.94)$$

(valable uniquement pour une particule sphérique).
La formule (1.75) montre que α est inférieur à $3V$ puisque le rapport $(m^2 - 1)/(m^2 + 2)$ est inférieur à 1.
Il en résulte que

$$\underset{\sim}{m}^2 = \left(1 + \frac{2\underset{\sim}{\alpha}}{3V}\right)\sum_{p=0}^{+\infty}\left(\frac{\underset{\sim}{\alpha}}{3V}\right)^p = 1 + 3\sum_{p=1}^{+\infty}\left(\frac{\underset{\sim}{\alpha}}{3V}\right)^p \qquad (1.95)$$

Dans ce qui suit nous ne conserverons que le premier terme de ce développement car les termes supérieurs ne modifient pas les propriétés fondamentales de $\underset{\sim}{n}$. Par suite, on a en première approximation

$$\underset{\sim}{m}^2 \simeq 1 + \frac{\alpha}{V} = 1 + \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0 V}\left[\frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{\tau}}\right] \qquad (1.96)$$

En posant

$$\underset{\sim}{m} = \nu_p - i\chi_p$$

on a

$$\begin{cases} \nu_p^2 - \chi_p^2 = 1 + \dfrac{e^2}{m_e \varepsilon_0 V}\left[\dfrac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}\right] & \text{(a)} \\ \text{et} \\ 2\nu_p \chi_p = \dfrac{e^2}{m_e \varepsilon_0 V}\left[\dfrac{\frac{\omega}{\tau}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}\right] & \text{(b)} \end{cases} \qquad (1.97)$$

Et si l'on se limite à l'approximation supplémentaire où la partie réelle ν_p de $\underset{\sim}{m}$ est peu différente de 1 et la partie imaginaire χ_p est inférieure à 1, on a

$$\begin{cases} \nu_p = 1 + \dfrac{e^2}{2V m_e \varepsilon_0}\left[\dfrac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}\right] & \text{(a)} \\ \chi_p = \dfrac{e^2}{2 m_e \varepsilon_0 V}\left[\dfrac{\frac{\omega}{\tau}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}\right] & \text{(b)} \end{cases} \qquad (1.98)$$

Ces formules sont les formules de Ketteler-Helmholtz. Elles ne donnent ici qu'une idée approximative de la relation qui existe entre l'indice de réfraction et l'indice d'absorption du milieu colloïdal puisque nous les avons obtenues en supposant finalement ν_p voisin de 1 et χ_p inférieur à 1.

Les courbes des figures 1.5a et 1.5b représentent respectivement les variations de μ_p et χ_p en fonction de la fréquence angulaire de l'onde excitatrice.

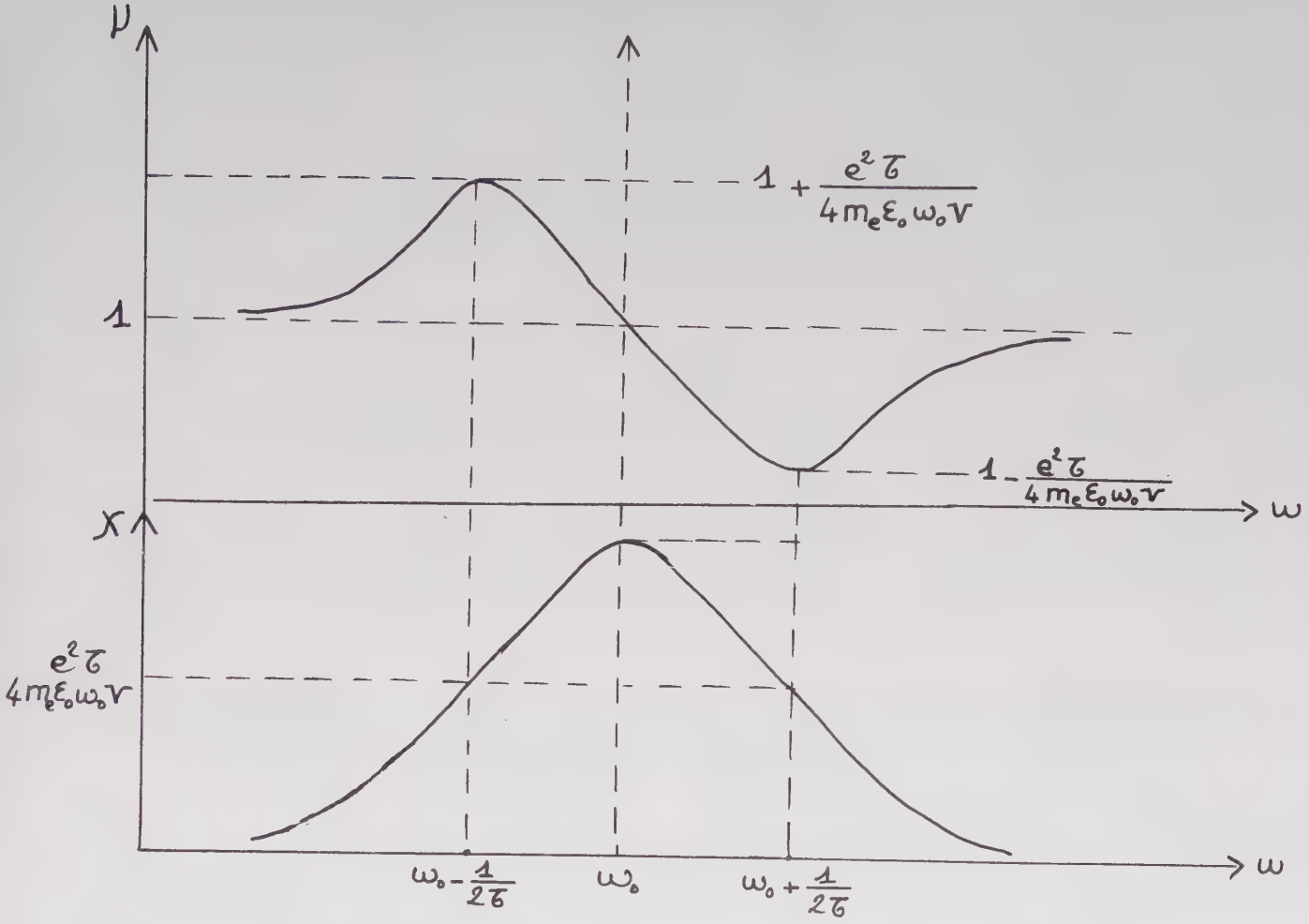


Fig. 1.5

Le coefficient d'absorption $K_p(\omega)$ de la particule est défini par

$$K_p(\omega) = \frac{2\omega}{c}\chi = \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0 c \nu}\left[\frac{\frac{\omega^2}{\tau^2}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2}{\tau^2}}\right] \qquad (1.99)$$

Ces formules supposent que la particule élémentaire du milieu colloïdal a un seul électron avec une seule fréquence propre ω_0 . Dans le cas d'une particule à plusieurs types d'électrons ayant des fréquences propres différentes ω_{oi} , on a

$$\begin{cases} U_p = 1 + \dfrac{e^2}{2 m_e \varepsilon_0 V} \sum_i \dfrac{f_i (\omega_{oi}^2 - \omega^2)}{(\omega_{oi}^2 - \omega^2)^2 + \dfrac{\omega^2}{\tau_i^2}} & \text{(a)} \\ X_p = \dfrac{e^2}{2 m_e \varepsilon_0 V} \sum_i \dfrac{f_i \dfrac{\omega}{\tau_i}}{(\omega_{oi}^2 - \omega^2)^2 + \dfrac{\omega^2}{\tau_i^2}} & \text{(b)} \\ K_p = \dfrac{e^2}{m_e \varepsilon_0 c V} \sum_i \dfrac{f_i \dfrac{\omega^2}{\tau_i^2}}{(\omega_{oi}^2 - \omega^2)^2 + \dfrac{\omega^2}{\tau_i^2}} & \text{(c)} \end{cases}$$

où f_i est le nombre d'électrons de type i contenus dans le volume V de la particule.

1.7. Coefficient d'absorption d'un milieu colloïdal contenant des particules sphériques métalliques.

Nous considérons dans ce paragraphe le cas particulier d'un milieu colloïdal constitué de particules sphériques métalliques. On peut alors admettre que la liaison élastique des électrons au reste de la particule est très faible et négliger les facteurs ω_{oi} des expressions (1.100) devant la valeur de la fréquence excitatrice ω. Nous supposerons de plus que celle-ci est beaucoup plus grande que la fréquence d'amortissement $\frac{1}{\tau}$.

Soient $\underset{\sim}{\varepsilon}$, ε_p et ε_m les constantes diélectriques respectives du milieu colloïdal, de la particule sphérique et du milieu diélectrique non polarisable dans lequel ces particules sont immergées. La relation (1.72) permet d'écrire en première approximation

$$\underset{\sim}{\varepsilon} = \varepsilon_m \left[1 + 3 N V \frac{\underset{\sim}{\varepsilon}_p - \varepsilon_m}{\underset{\sim}{\varepsilon}_p + 2\varepsilon_m} \right] \qquad (1.101)$$

En posant

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_p = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$$

On a (ε_m étant réel)

$$\underset{\sim}{\varepsilon} = \varepsilon_m\left[1 + 3NV\frac{(\varepsilon_1-\varepsilon_m)(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)}{(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2+\varepsilon_2^2} - i\,\frac{9NV\varepsilon_2\varepsilon_m}{(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2+\varepsilon_2^2}\right] \quad (1.102)$$

$$= \varepsilon' - i\varepsilon''$$

Il en résulte que

$$\begin{cases} \varepsilon' = \varepsilon_m + 3NV\dfrac{(\varepsilon_1-\varepsilon_m)(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)\varepsilon_m}{(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2+\varepsilon_2^2} & \text{(a)} \\ \qquad\qquad (1.103) \\ \varepsilon'' = \dfrac{9NV\varepsilon_2\varepsilon_m^2}{(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2+\varepsilon_2^2} & \text{(b)} \end{cases}$$

Le coefficient d'absorption du milieu colloïdal est défini, pour μ voisin de 1 et χ petit devant 1 par

$$K = \frac{9\omega NV\varepsilon_2\varepsilon_m^2}{c\varepsilon_0\left[(\varepsilon_1+2\varepsilon_m)^2+\varepsilon_2^2\right]} \quad (1.104)$$

C'est une fonction de ω puisque ε_1, ε_2, ε_m sont des fonctions de ω . K est maximum lorsque le dénominateur de l'expression (1.104) est minimum, c'est-à-dire lorsque

$$\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m = 0 \quad (1.105)$$

Cette égalité est vérifiée pour une (ou plusieurs) valeur ω_R de ω dite fréquence de résonnance.

Pour simplifier nous supposerons que les particules sphériques n'ont qu'un seul type d'électrons pour lequel ω_0 est

nul et $\frac{1}{\tau}$ est petit devant ω . Dans ces conditions, et d'après les formules 1.100a et 1.100b, on a

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\rho e^2}{m_e \varepsilon_0 V \omega^2}\right) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \qquad (1.106)$$

où

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\rho e^2}{m_e \varepsilon_0 V}} \qquad (1.107)$$

représente la fréquence de plasma de la particule, et

$$\varepsilon_2 = \frac{\rho e^2}{\tau m_e V \omega^3} = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\tau \omega^3} \qquad (1.108)$$

Si l'on excite le milieu avec une fréquence ω voisine de la fréquence de résonnance ω_R , on peut écrire

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_1(\omega_R) + (\omega - \omega_R)\beta \qquad (1.109)$$

avec

$$\beta = \left(\frac{d\varepsilon_1}{d\omega}\right)_{\omega=\omega_R} = 2\frac{\omega_p^2 \varepsilon_0}{\omega_R^3} \qquad (1.110)$$

Par suite, pour ω voisin de ω_R , on a

$$K(\omega) = \frac{9 N V \omega_R \varepsilon_2(\omega_R) \varepsilon_m^2(\omega_R)}{c \varepsilon_0 \left[\beta^2(\omega - \omega_R)^2 + \varepsilon_2^2(\omega_R)\right]} \qquad (1.111)$$

et la demi-largeur de la bande d'absorption à la résonnance est donnée par

$$\Delta\omega = \frac{\varepsilon_2(\omega_R)}{|\beta|} = \frac{1}{2\tau} \qquad (1.112)$$

L'expression (1.112) montre que la demi-largeur de la bande d'absorption du milieu colloïdal est très directement liée à la dimension de la particule. En effet τ est proportionnel au libre parcours de l'électron à l'intérieur de la particule. Pour des particules de taille très inférieure à la longueur d'onde, on peut admettre (8 à 10) que τ est proportionnel au rayon de la particule. Il en résulte que la conductivité σ de particules d'aussi petite taille n'est plus égale à celle du métal massif et est définie par

$$\sigma = \omega\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_0\omega_p^2}{\tau\omega^2} \qquad (1.113)$$

1.8. Conclusion.

Nous avons dans ce chapitre calculé le coefficient d'absorption d'un milieu colloïdal dans le cas très simple où celui-ci est constitué de particules sphériques métalliques indépendantes et de dimensions très inférieures à la longueur d'onde du champ électromagnétique excitateur. La fréquence d'absorption de ce milieu dépend des constantes diélectriques respectives des particules d'une part et du milieu non polarisable au sein duquel elles sont dispersées d'autre part. De plus, la demi-largeur de la bande d'absorption est inversement proportionnelle à la taille des particules. Il faut cependant noter que ces résultats, obtenus à partir de la mécanique classique et non de la mécanique quantique ne sont qu'approximatifs (11). En effet, nous avons complètement négligé ici les effets de la surface de la particule sur les électrons de celle-ci.

CHAPITRE II - EFFET WEIGERT ET BLANCHIMENT PHOTOLYTIQUE

Une émulsion de chlorure d'argent noircit directement lorsqu'elle est éclairée par un faisceau de lumière bleue non polarisée puis elle devient anisotrope après une exposition ultérieure à un faisceau de grande longueur d'onde rectilignement polarisé. C'est l'effet Weigert : il est intimement lié au phénomène de noircissement direct et c'est pourquoi nous commencerons à étudier dans ce chapitre les processus de noircissement direct et de blanchiment photolytique en lumière non polarisée. Nous envisagerons ensuite le cas de la lumière polarisée c'est à dire de l'effet Weigert proprement dit.

2-1. Théorie du noircissement direct et du blanchiment photolytique en lumière non polarisée

Les émulsions photographiques sont constituées de microcristaux d'halogénure d'argent dispersés dans un corps inerte : la gélatine . Il est bien connu que la lumière est sans action sur un cristal parfait et en fait , ce sont les défauts du cristal qui jouent un rôle capital dans la formation de l'image latente et du noircissement direct. Les défauts prédominants, à la température ordinaire, sont les défauts de Frenkel : des ions argent Ag^+ occupent des positions interréticulaires et laissent un nombre égal d'emplacements vides. Les défauts sont des centres de sensibilité pour le cristal et l'image latente se forme à leur voisinage.

2-1-1 . Noircissement direct

Une émulsion photographique de microcristaux d'halogénure d'argent , exposée à une forte lumière pendant un long intervalle de temps, noircit uniformément . Ce noircissement est dû à la formation d'un grand nombre de petits grains d'argent localisés à l'intérieur d'un microcristal. Hilsch et Pohl (12) ont montré que ces grains sont formés d'argent métallique colloïdal. De plus, la quantité totale d'argent produit est approximativement celle que l'on obtiendrait en supposant que chaque photon absorbé est responsable de la formation d'un atome d'argent (13). Les photons inci-

dents sont absorbés en tous les points d'un microcristal d'halogénure d'argent. Il en résulte qu'un mécanisme de transport doit rendre l'énergie absorbée efficace pour le grain d'argent. Nous décrivons ici le processus de transport suggéré par Gurney et Mott (14) qui est maintenant admis dans ses grandes lignes par tous les physiciens du solide.

Il est basé sur le fait que le chlorure d'argent est un conducteur ionique dans les conditions normales de température et que sa conductivité est due à la mobilité des ions argent . En effet, l'agitation thermique oblige quelques ions argent à quitter leur position normale C dans le réseau cristallin pour occuper des positions intersticielles B , (Fig. 2.1) laissant alors une place vide C dans le réseau normal. Les places vacantes telles que C , sont mobiles à l'intérieur du microcristal et contribuent avec les ions argent , à la conductivité du chlorure d'argent; La contribution des ions chlore négatifs est, quant à elle , quasiment négligeable.

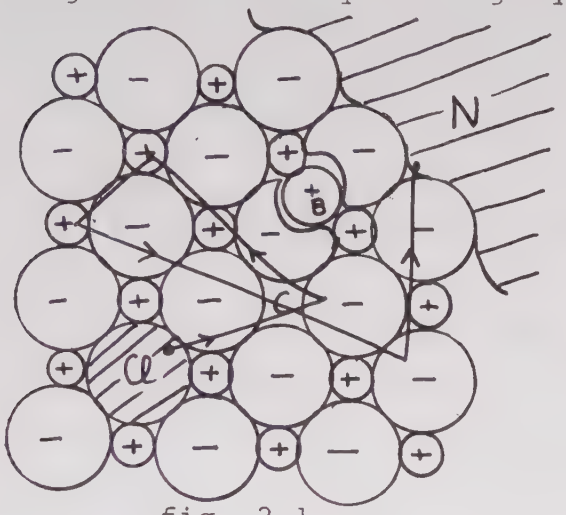


fig. 2.1

Le processus de noircissement est le suivant : un photon de lumière incident sur un microcristal, éjecte un électron de l'un des ions chlore. Sous l'influence de l'agitation thermique , cet électron se déplace à l'intérieur du microcristal , laissant derrière lui un atome de chlore. Au cours de son déplacement l'électron est piégé par une particule d'argent métallique N déjà localisée dans un site privilégié du microcristal placé près d'un excès d'ions Ag^+ . L'argent métallique devient donc chargé négativement et attire un ion argent. La charge de l'électron est alors neutralisée par celle de l'ion argent et un atome de métal supplémentaire s'ajoute à la particule N .

Cette théorie suppose donc que c'est la diffusion thermique de l'électron à travers le cristal qui crée la liaison entre l'absorption du photon en un point du réseau d'une part et l'addition d'un atome d'argent à une particule d'argent localisée en un autre point du réseau d'autre part. Les microcristaux de chlorure d'argent sont enrobés d'une couche de gélatine qui est un très bon accepteur de chlore. L'atome de chlore , laissé par le photoélectron expulsé constitue avec les ions argent qui l'entourent dans la maille

cristalline un ensemble nommé "trou positif adjoint à un atome d'halogène " . Un ion halogène voisin peut alors céder un électron au précédent et constituer un nouveau trou positif avec les atomes d'argent qui l'entourent. Un trou peut ainsi se déplacer à travers le réseau cristallin jusqu'à ce que l'atome d'halogène auquel il est associé soit absorbé par la gélatine.

Les microcristaux de chlorure d'argent sont sensibles à des radiations lumineuses dont les longueurs d'onde sont comprises entre 2500 et 4100 Å . Les agrégats d'argent photolytique qui résultent du noircissement direct de l'émulsion se comportent maintenant comme des centres colorés et rendent l'émulsion d'argent-chlorure d'argent sensible à des radiations de plus grande longueur d'onde.

2-1-2 . Blanchiment photolytique

Les particules colloïdales d'argent métallique constituées par les agrégats d'atomes d'argent ont un grand nombre de tailles possibles et à chaque ensemble de particules de même taille correspond une bande d'absorption. La théorie électromagnétique permet de considérer la particule d'argent comme un oscillateur de Hertz très amorti , capable d'entrer en résonnance lorsqu'il est excité par une radiation dont la longueur d'onde est déterminée par les dimensions de la particule. (Dans le cas d'une particule sphérique de rayon a , la longueur d'onde correspondant à la résonnance est proportionnelle à a) . Lorsque l'émulsion d'argent-chlorure d'argent est éclairée par une radiation d'une longueur d'onde particulière , celle-ci est absorbée par les particules d'argent de taille correspondante qui se mettent alors à osciller. Si l'énergie de la radiation incidente est suffisante , ces particules perdent un photoélectron qui , comme dans le cas du noircissement direct , se déplace pour aller se fixer sur l'un des sites privilégiés du cristal de chlorure d'argent qui entoure la particule. Un ion argent de la particule est alors attiré par ce site chargé négativement par le photoélectron. Il en résulte que la particule d'argent initiale perd des atomes d'argent qui se reforment en un autre endroit du cristal. C'est ce que l'on appelle le blanchiment photolytique . Lorsque l'exposition se prolonge (15) , le blanchi-

ment photolytique de la bande correspondant aux particules détruites (blanchiment préférentiel d'une partie de la bande d'absorption induite par l'éclairage en lumière bleue de l'émulsion de chlorure d'argent) devient un blanchiment général de toute la bande d'absorption. Les particules d'argent de toute taille de l'émulsion argent-chlorure d'argent , perdent une à une des électrons et des ions argent qui vont donner naissance à des atomes d'argent en d'autres points du réseau.

Le processus que nous venons de décrire et qui est également dû à R.W. Gurney et N.F. Mott (14) suppose donc que le blanchiment photolytique consiste en une redistribution de l'argent à l'intérieur du réseau de chlorure d'argent plutôt qu'en une destruction totale des particules d'argent. Cette redistribution de l'argent atteint toutes les particules formées si une migration inverse des ions chlore peut avoir lieu . En effet , si des ions argent sont transformés en atomes d'argent dans une région du cristal et des ions argent sont formés à partir de particules métalliques d'argent en une autre région , les ions chlore doivent migrer pour reformer le chlorure d'argent dans cette dernière région.

Le phénomène de blanchiment sélectif par un faisceau de grande longueur d'onde de la bande d'absorption induite dans une émulsion de chlorure d'argent par un éclairage en lumière bleue est appelé "photoadaptation" . C'est un phénomène d'une extrême importance car on peut se demander d'où vient l'énergie qui permet à des particules d'argent de l'émulsion argent-chlorure d'argent de se rompre . Il faut d'abord noter que les particules d'argent sont dispersées au sein de microcristaux de chlorure d'argent et non dans le vide. Ceci divise par 10 la force d'interaction attractive que la surface de la particule exerce sur l'électron qui tente de s'échapper. L'énergie qu'il faut communiquer à l'électron pour qu'il puisse être éjecté dans le réseau de chlorure d'argent est donc très inférieure à l'énergie correspondant au seuil photolytique dans le vide qui , pour l'argent , est environ de 3,8 eV et correspond à une longueur d'onde de 3390 Å . Le seuil de longueur d'onde se déplace donc vers la partie rouge du spectre visible lorsque l'argent est dispersé au sein du chlorure d'argent.

2-1-3 . Conclusion

La photoadaptation d'une émulsion argent-chlorure d'argent

est due à l'absorption de la lumière par les particules d'argent dispersées au sein du réseau de chlorure d'argent. Seules les particules de taille et d'orientation déterminées sont aptes à répondre à l'excitation par la lumière incidente. Il faut noter que dans les suspensions colloïdales d'argent , l'effet de la résonnance est de diffuser la lumière incidente et non d'éjecter les électrons comme dans le cas précédent. Cette éjection d'un électron entraine la formation d'un atome d'argent dans une autre partie du réseau cristallin et la migration d'un ion chlore permet la formation d'un autre atome de chlorure d'argent. Le processus revient donc à convertir les particules d'argent en particules plus petites qui résonnent à une excitation de plus courte longueur d'onde que les particules initiales.

2-2 . Effet Weigert

Comme nous l'avons déjà décrit plus haut, l'effet Weigert est l'anisotropie induite dans une émulsion de photo-chlorure d'argent par un faisceau de lumière monochromatique rectilignement polarisé ou dans une émulsion de chlorure d'argent par un faisceau de lumière blanche polarisé; Il existe sur ce sujet une très abondante bibliographie dont le résumé constitue l'un des chapitres de la thèse de J.M. Jonathan (16). Nous ne recommencerons donc pas cette étude ici et nous nous contenterons d'expliquer pourquoi les mécanismes fondamentaux régissant l'induction de cette anisotropie ne sont pas clairement définis à ce jour.

2-2-1-Historique

C'est Weigert (17) qui le premier a réussi à induire une anisotropie dans une émulsion de chlorure d'argent préalablement noircie en lumière bleue naturelle ,en éclairant celle-ci par un faisceau de lumière rouge rectilignement polarisé. Cette anisotropie consiste principalement en un dichroïsme et celui-ci est positif pour la radiation rouge qui a servi à l'induire. Ceci signifie que si la plaque anisotrope est éclairée après la pose , par un faisceau de lumière rouge polarisée , la vibration parallèle à la direction de celle qui a induit l'anisotropie est moins absorbée par le milieu que la vibration perpendiculaire.

Tcherdincev (18) a ensuite démontré que cette anisotropie pouvait être induite en éclairant directement l'émulsion de chlorure d'argent par un faisceau de lumière blanche rectilignement polarisé.

L'expérience suivante qui a amené une connaissance supplémentaire du phénomène est celle de Kamiya (19) : celui-ci a mis en évidence le renversement du dichroïsme induit (c. à d. la transformation du dichroïsme positif en dichroïsme négatif) en effectuant deux poses successives sur l'émulsion de photochlorure d'argent avec une rotation de 90° de la polarisation du faisceau incident entre les deux poses.

Enfin , d'autres expériences ont montré que l'on pouvait également induire un dichroïsme en éclairant l'émulsion de chlorure d'argent par un faisceau de lumière bleue rectilignement polarisé.

2-2-2. Blanchiment photolytique anisotrope

Tous les physiciens du solide sont à peu près d'accord pour interpréter l'effet Weigert comme résultant du blanchiment photolytique anisotrope par une longueur d'onde de lumière rectilignement polarisée de la bande d'absorption large induite dans l'émulsion de chlorure d'argent par un faisceau de lumière bleue naturelle. Ces deux manières d'induire l'anisotropie décrites dans les références (17) et (18) sont finalement très similaires. On peut en effet admettre que la partie bleue du spectre de la lumière blanche a pour seul effet de noircir l'émulsion de chlorure d'argent de manière isotrope et que celle-ci est ensuite blanchie de manière anisotrope et non sélective par toutes les autres longueurs d'onde du spectre. L'induction d'anisotropie par un faisceau de lumière bleue polarisée n'est cependant pas encore expliquée.

Le blanchiment photolytique anisotrope peut s'expliquer de la même manière que le blanchiment photolytique isotrope : les particules d'argent photolytique de l'émulsion d'argent-chlorure d'argent sont cassées lors d'une exposition ultérieure en lumière rectilignement polarisée. Cependant, pour comprendre le processus de cette cassure et l'anisotropie qui en résulte , il est fondamental de déterminer la taille et la forme des particules d'argent de l'émulsion isotrope d'argent-chlorure d'argent , créées par la préexposition en lumière bleue naturelle.

Les idées les plus communément admises furent que les particules d'argent de l'émulsion isotrope de photochlorure d'argent ont une

forme sphérique. Ce modèle permet d'expliquer d'une façon très simple leur cassure dans une direction par un faisceau de lumière rectilignement polarisé et le renversement du dichroïsme lorsque la polarisation de la lumière subit une rotation de 90° (20). Les particules d'argent colloïdal dont l'absorption maximale correspond à la longueur d'onde de la radiation excitatrice sont représentées sur la figure 2.2.a . Lors de l'illumination par un faisceau de lumière rectilignement polarisé , elles subissent une cassure dans la direction du champ électrique incident (fig. 2.2b). Lorsque celui-ci subit une rotation de 90° , les particules qui étaient restées isotropes acquièrent un dichroïsme de signe opposé au précédent (fig. 2.2.c) et en même temps , le dichroïsme induit lors de la première illumination s'atténue. Il en résulte que le dichroïsme total de l'émulsion décroit et subit un renversement si la seconde illumination se prolonge.

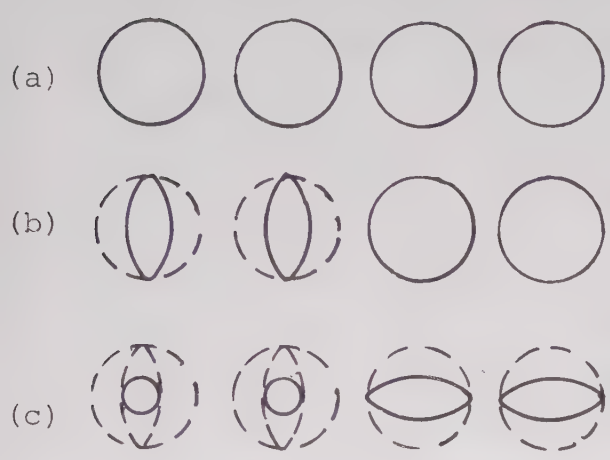


fig. 2.2

Cependant , ce modèle est mis en doute lorsque l'on étudie le spectre d'absorption d'une émulsion argent-chlorure d'argent. Nous avons montré dans le chapitre précédent , et pour un modèle de particules extrêmement simplifié , que la position du maximum de la bande d'absorption , sa demi-largeur et sa hauteur sont fonction du diamètre des particules sphériques et de leur concentration dans le milieu. Or un grand nombre d'auteurs ont signalé que la position du maximum de la bande d'absorption d'une telle émulsion reste fixe quelquesoit le noircissement de celle-ci. Les calculs de Mie montrent alors que les particules auraient un diamètre d'environ 600 Å et que leurs distances mutuelles seraient d'environ 100 μ (21). Ceci semble très improbable dans la mesure où l'émulsion serait beaucoup plus diffusante qu'elle ne l'est. De plus , la concentration des particules est certainement beaucoup plus élevée que celle calculée d'après les spectres. C'est pourquoi le modèle des particules sphériques pour l'émulsion isotrope a du être abandonné , malgré l'explication très simple du mécanisme d'induction de l'anisotropie par une exposition ultérieure en lumière polarisée (22) à savoir la transformation de particules sphériques en particules ellipsoïdales orientées dans la même direction.

Le modèle actuellement admis pour l'émulsion de photochlorure d'argent est que celle-ci est constituée de particules ellipsoïdales de taille et d'orientation différentes. Celles-ci sont distribuées de telle sorte que l'émulsion est finalement isotrope. Dans ces conditions et en utilisant la formule donnée par Gans(23) pour la polarisabilité d'un ellipsoïde conducteur , on obtient une assez bonne coïncidence entre les spectres d'absorption calculés et les spectres obtenus . Cependant , le processus d'induction de l'anisotropie dans une telle émulsion est moins simple à concevoir. En effet, l'absorption de la lumière polarisée par les particules ellipsoïdales dépend à la fois de leur orientation par rapport à la vibration incidente et de leur taille. Ces ellipsoïdes sont détruits avec une efficacité maximale lorsque le grand axe de la particule est parallèle au vecteur électrique de la lumière incidente . Si l'on fait une pose courte en lumière monochromatique , sont sélectivement détruits les ellipsoïdes dont la taille et l'orientation correspondent à la fois à la longueur d'onde et à la direction de la vibration lumineuse incidente. (En fait , il n'est nulle part précisé si cette destruction est totale ou partielle). Dans le cas où la pose se prolonge , les ellipsoïdes de taille différente finissent par être détruits à leur tour. Il est à noter qu'avec un tel modèle, le phénomène d'inversion du dichroïsme s'explique beaucoup plus difficilement.

L'effet Weigert a également été observé sur des verres photochrome d'halogénure d'argent dopés au chlorure de cuivre (24) ou à l'oxyde de cadmium (22). Dans ce cas, la forme des particules d'argent photolytique est également très discutée.

2-2-3 . Conclusion

Les mécanismes fondamentaux de l'effet Weigert sont encore mal connus à ce jour et ceci est dû au fait qu'il est très difficile de déterminer expérimentalement la taille et la forme des particules d'argent photolytique au sein de l'émulsion isotrope de photochlorure d'argent. D'une part , les essais effectués au microscope électronique ont échoué (25) car les électrons agissent sur les particules d'argent colloïdal formées. D'autre part , il est très difficile d'interpréter le spectre d'absorption d'une telle émulsion . En effet, pour calculer le coefficient d'absorption , il faut connaitre les constantes diélectriques des particules d'une part et du chlorure d'argent d'autre part. Or celles-ci sont très difficiles à déterminer surtout

en ce qui concerne la particule d'argent , car on ne peut pas prendre la constante diélectrique du métal massif. Il faut tenir compte des collisions entre les électrons de conduction et la surface de la particule (26) et il existe un très grand nombre de publications sur les milieux colloïdaux contenant des particules métalliques en suspension , montrant que ce problème n'est pas résolu.

CHAPITRE III - MODELE POUR LA PLAQUE ANISOTROPE

Dans la plupart des chapitres de ce mémoire , nous considérons uniquement le cas d'une émulsion de chlorure d'argent éclairée par un faisceau de lumière blanche polychromatique totalement ou partiellement polarisée. Nous suggérons ici un modèle théorique décrivant la réponse en amplitude de telles émulsions anisotropes. Ce modèle est basé sur des observations expérimentales très simples et sur l'étude des spectres d'absorption que nous avons obtenus au moyen d'un spectrophotomètre Cary 14 .

3-1 . Obtention des émulsions de chlorure d'argent

On ne peut induire une anisotropie dans une émulsion au chlorure d'argent que si celle-ci a des grains très fins. Sinon , la lumière incidente est diffusée par ces grains et par suite se dépolarise.

De telles émulsions de chlorure d'argent n'existent pas dans le commerce. C'est pourquoi nous les fabriquons nous-même au laboratoire à partir de plaques holographiques haute résolution Kodak 649 F ou Agfa Gevaert 10 E 75 . Le processus utilisé est celui décrit par J. Upatnieks et K. Leonard d'une part (27) et D.H. McMahon et W.T. Maloney (28) d'autre part pour le blanchiment chimique des hologrammes d'amplitude.

La plaque photographique Kodak 649 F est exposée à la lumière du jour puis développée et fixée dans les conditions habituelles (fig. 3.1.a) . Après ce processus , cette émulsion d'halogénure d'argent est devenue une émulsion d'argent métallique opaque dans de la gélatine. Elle est ensuite plongée dans une solution adéquate de type Kodak R 10 au chlorure de sodium dont le rôle est de transformer les particules d'argent métallique opaques en particules de chlorure d'argent transparent (fig. 3.1.b) d'indice de réfraction élevé (2,06 envi-

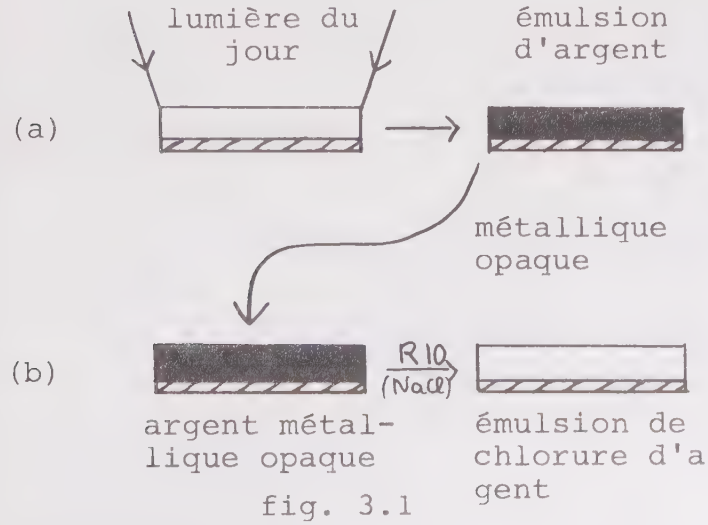


fig. 3.1

ron). Le produit obtenu après rinçage et séchage est le matériau photosensible que nous utilisons pour toutes nos expériences. Il faut noter que cette émulsion au chlorure d'argent a , comme l'émulsion originale , une structure granulaire et celle-ci est suffisamment fine pour qu'une anisotropie puisse y être induite.

3-2 . Etude spectrophotométrique du noircissement induit en lumière blanche

3-2-1 Description de la source utilisée pour induire l'anisotropie

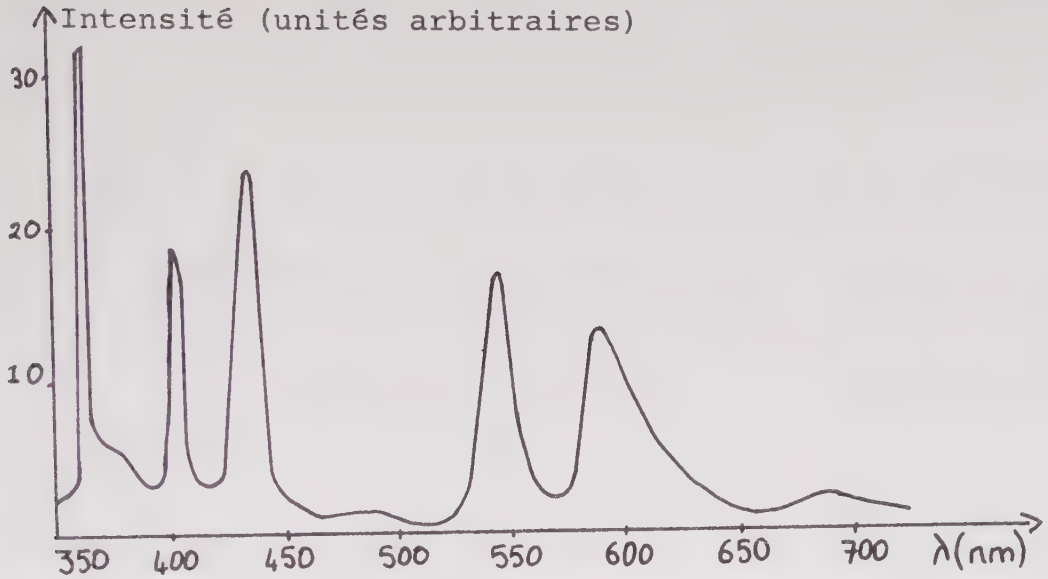


fig. 3.2

La lumière blanche polychromatique que nous utilisons est celle d'une lampe à vapeur de mercure haute pression de 500 W dont le spectre est représenté sur la figure (3.2). C'est un spectre de raies larges constitué de 3 radiations dans la région bleue centrées respectivement sur 3500 Å , 4000 Å , 4500 Å , d'une radiation verte centrée sur 5460 Å et de deux radiations jaunes centrées environ sur 6000 Å . La lampe émet également un spectre continu dans la région rouge du spectre mais son intensité est si faible comparée à celle des autres raies que nous négligerons son action sur les émulsions de chlorure d'argent.

3-2-2 Spectre des émulsions de chlorure d'argent utilisées

Les spectres d'absorption des émulsions de chlorure d'argent

obtenues par le processus chimique décrit plus haut varient d'un échantillon à l'autre. Les différentes courbes (fig. 3.3) représentant les densités optiques des émulsions de chlorure d'argent entre 3500 Å et 7500 Å , montrent que celles-ci ont leur maximum de sensibilité dans le proche U.V.
Nous pensons que la différence entre ces courbes vient d'une différence de concentration du produit photosensible d'une émulsion à l'autre. Cependant , nous avons vérifié l'homogénéité de chacune des émulsions.

3-2-3 . Noircissement induit en lumière blanche non polarisée

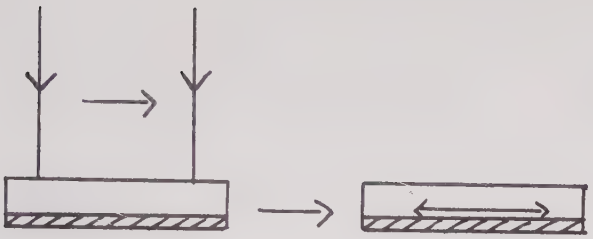
Le processus de noircissement est un processus de noircissement direct et par conséquent , nécessite beaucoup d'énergie pour être induit . Les émulsions de chlorure d'argent sont éclairées par un faisceau de lumière blanche non polarisée. D'après les études photométriques effectuées par J.M.C. Jonathan (16), on peut considérer que les radiations verte et jaunes de la lumière incidente sont incapables de noircir le chlorure d'argent. Nous admettrons donc que le processus de noircissement direct de l'émulsion est le suivant : création de particules d'argent au sein de microcristaux de chlorure d'argent sous l'action des seules radiations bleues de la lumière incidente puis cassure presque simultanée de celles-ci en particules plus petites sous l'action des radiations verte et jaunes.
Les figures 3.4 a , 3.4 b et 3.4.c représentent les variations de densité optique induites dans trois échantillons différents (a,b,c) pour des énergies d'exposition croissantes. Comme nous l'avons signalé plus haut , seules les courbes caractérisant un même échantillon sont quantitativement comparables. Cependant, l'ensemble de ces trois séries de courbes montre qu'une exposition en lumière blanche polychromatique non polarisée induit deux bandes d'absorption dans l'émulsion de chlorure d'argent centrées en moyenne , l'une sur la longueur d'onde 3800 Å et l'autre sur la longueur d'onde 5000 Å .

Les positions de ces maximums d'absorption varient légèrement

d'un échantillon à l'autre , mais pour un échantillon donné , elles sont indépendantes de l'énergie reçue , c'est à dire du temps d'exposition.

3-2-4 . Noircissement induit en lumière blanche rectilignement polarisée

a) mécanisme d'induction de l'anisotropie



a b

fig. 3.5

L'émulsion de chlorure d'argent est éclairée par un faisceau de lumière blanche polychromatique rectilignement polarisée (fig. 3.5a) . Après la pose (fig. 3.5.b), c'est un milieu uniaxe dont l'axe optique est parallèle à la direction de polarisation du faisceau qui a induit l'anisotropie. Pour expliquer très qualitativement l'apparition de cette anisotropie , nous suggérons le modèle suivant. La partie bleue linéairement polarisée de la lumière blanche incidente , crée des particules d'argent très faiblement ellipsoïdales dont le grand axe est parallèle à la direction du champ électrique incident (fig. 3.6) et ayant plusieurs tailles possibles. Ces particules sont pratiment simultanément cassées dans la direction de leur grand axe par les longueurs d'onde verte et jaunes linéairement polarisées de la lumière incidente. Nous admettrons que les particules d'argent résultant de cette cassure sont des ellipsoïdes dont le grand axe est perpendiculaire à la direction de la vibration lumineuse.

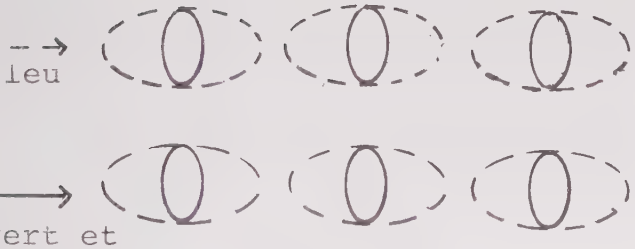
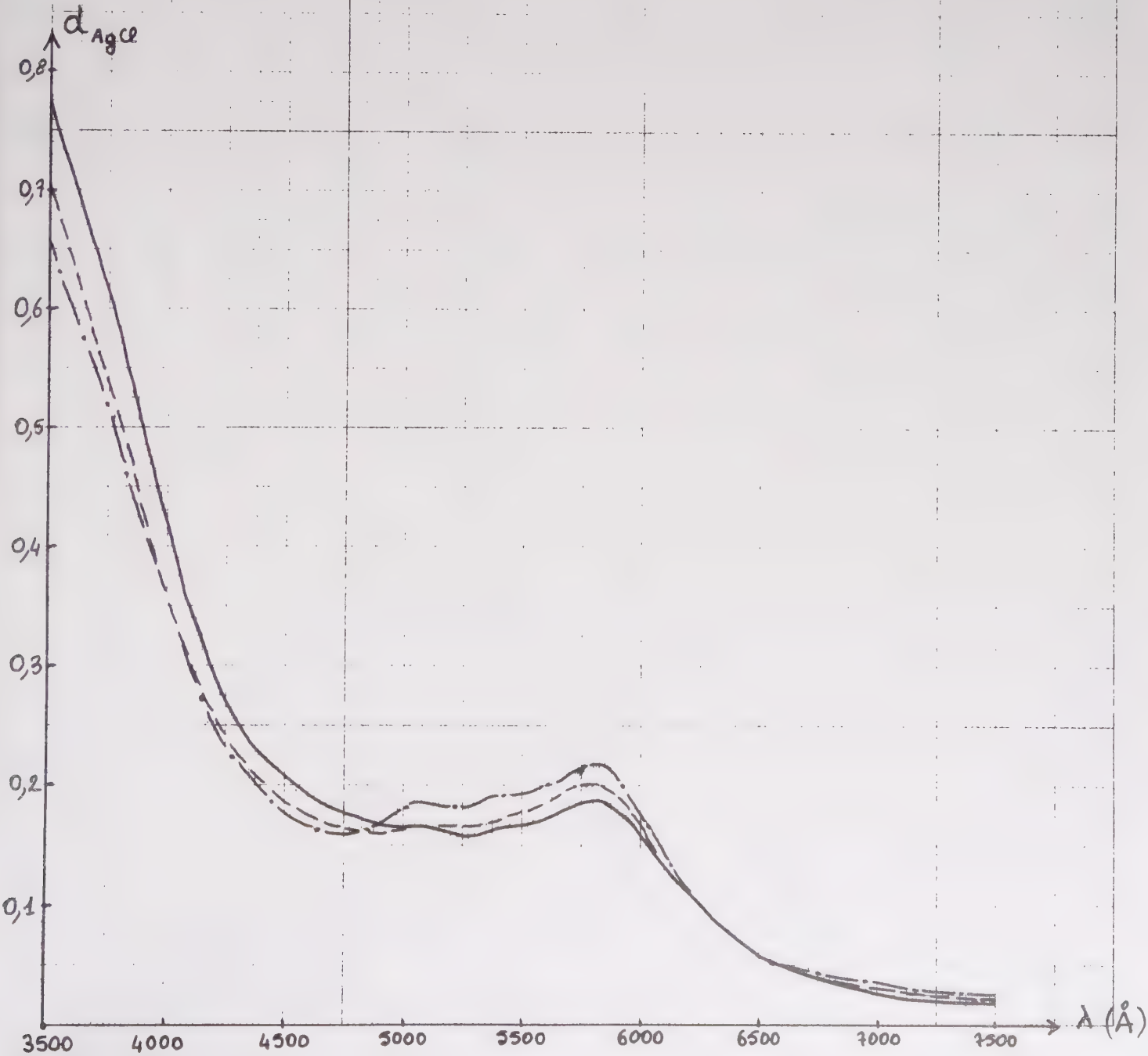


fig. 3.6

Après la pose , cette plaque photographique est absorbante puisqu'elle est noircie. Cependant , l'absorption varie avec la direction de la vibration lumineuse incidente et avec la longueur d'onde de celle-ci. Pour une vibration lumineuse de même longueur d'onde que celle qui a induit l'anisotropie ,et de direction perpendiculaire au grand axe des ellipsoïdes résultants , l'absorption est minimale. Elle est au maximum si la vibration est parallèle au grand axe.

Densité optique des émulsions de chlorure d'argent.

Figure 3.3



Densité optique des Emulsions d'argent_chlorure d'argent pour l'échantillon (a).

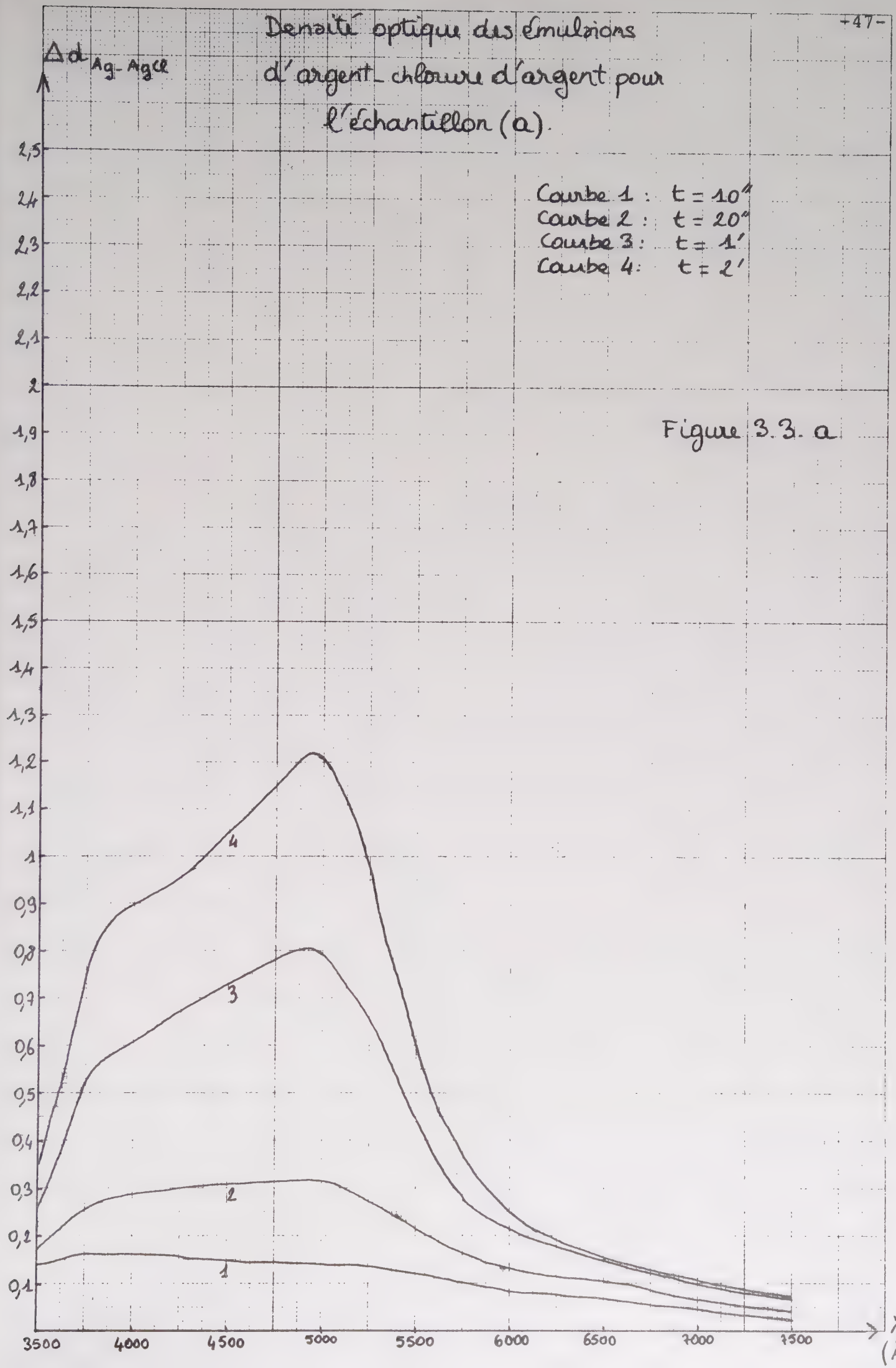
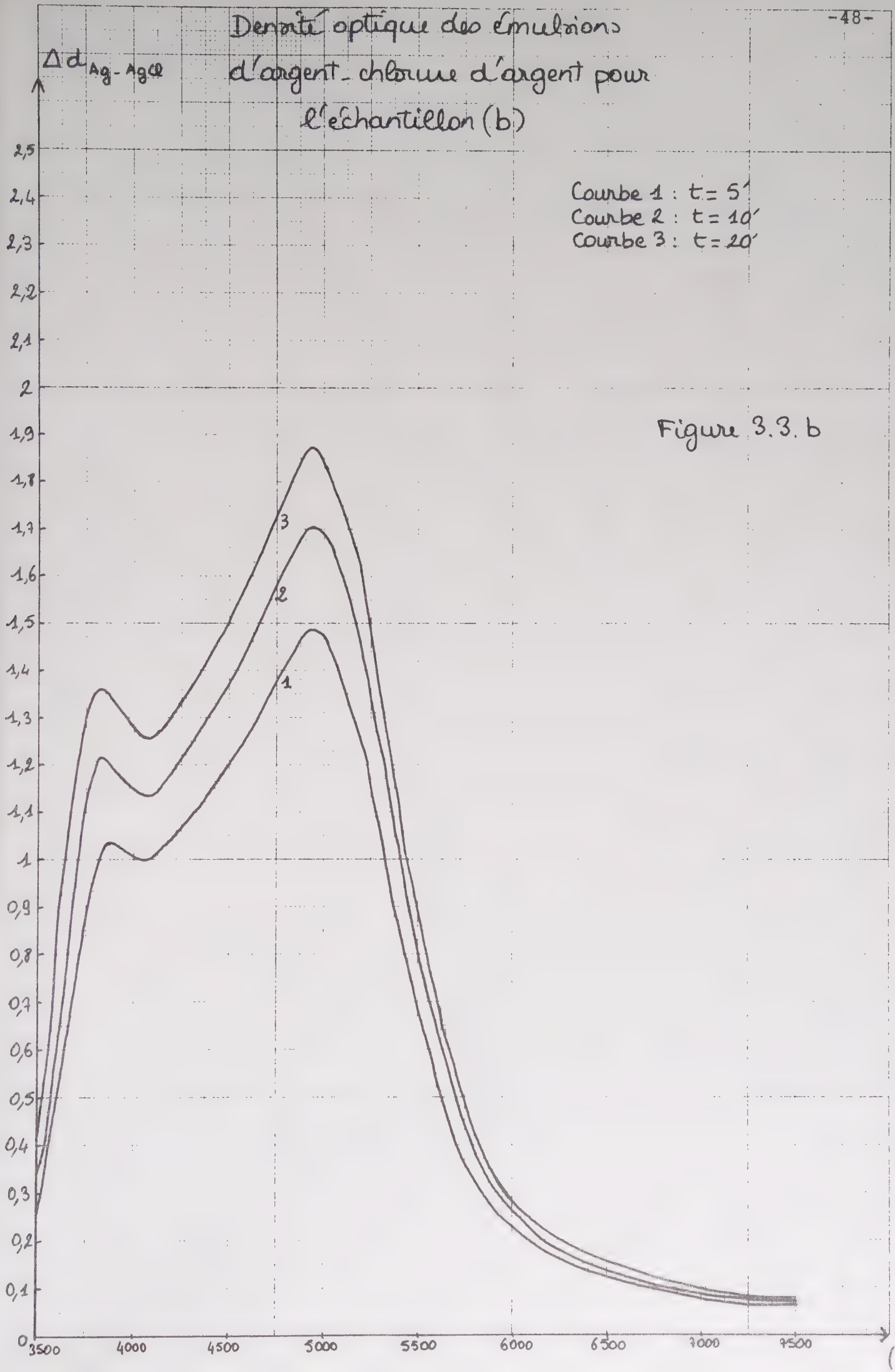


Figure 3.3. a

Densité optique des émulsions d'argent-chlorure d'argent pour l'échantillon (b)



Courbe 1 : t = 5'
Courbe 2 : t = 10'
Courbe 3 : t = 20'

Figure 3.3.b

Densité optique des émulsions d'argent - chlorure d'argent pour l'échantillon (c)

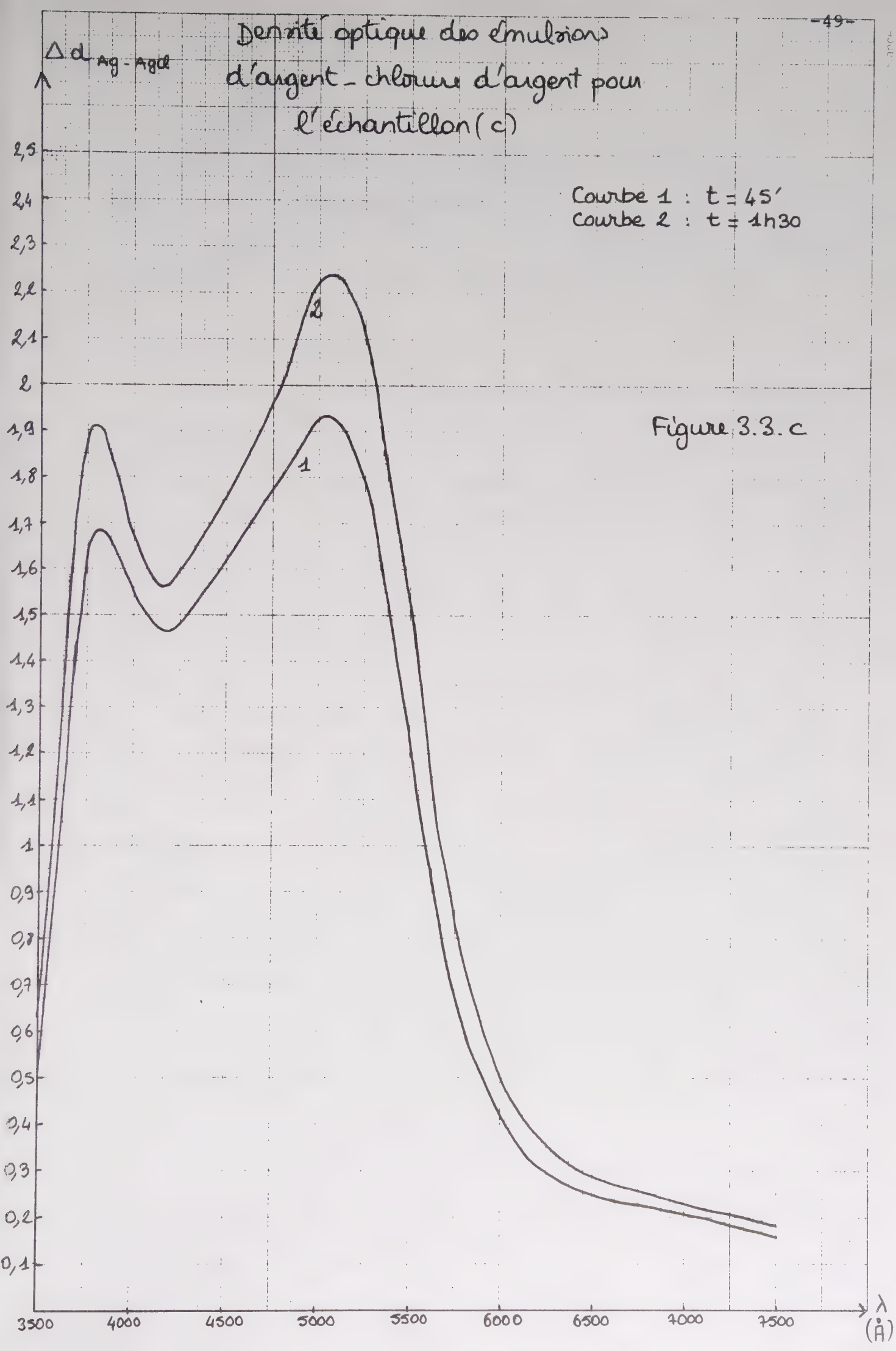


Figure 3.3.c

L'anisotropie de la plaque photographique est donc en premier lieu une anisotropie d'absorption. Il est d'usage de définir l'axe optique de l'émulsion dans la direction de la vibration qui a induit l'anisotropie , c'est à dire dans la direction où l'absorption est la plus faible pour une vibration de même longueur d'onde que celle de la vibration inductrice.

b) spectres d'absorption

Nous avons effectué les spectres d'absorption d'émulsions noircies uniformément en lumière polarisée par des énergies croissantes. Deux mesures ont été faites sur chaque échantillon : une mesure de l'intensité transmise dans la direction parallèle à l'axe optique , soit $T_{//}$ et une mesure de l'intensité transmise dans la direction perpendiculaire soit $T_{\perp}$. Ces données expérimentales ont été transformées en densités optiques et nous avons représenté sur les figures 3.7 et 3.8 les variations de densité optique $\Delta d_{//}(a)$ et $\Delta d_{\perp}(b)$ induites par des énergies croissantes dans deux émulsions différentes. Là encore , seules sont comparables mesures effectuées sur la même émulsion de chlorure d'argent.

Les courbes des figures 3.7a et 3.8 a caractérisant les les variations de densité induites dans la direction parallèle à l'axe optique , présentent une bande d'absorption très nette dont le maximum , centré aux alentours de 3800 Å pour les deux échantillons , ne dépend pas du temps d'exposition. Ces courbes présentent un second maximum d'absorption au voisinage de 5000 Å qui est beaucoup moins net que le précédent et dont l'amplitude augmente lentement avec le temps d'exposition.

Les courbes des figures 3.7b et 3.8b , correspondant à la direction perpendiculaire à l'axe optique induit , ont à peu près la même allure que celles caractérisant le noircissement direct en lumière naturelle. Elles présentent deux bandes d'absorption très nettes , l'une centrée vers 3800 Å et l'autre centrée vers 5050 Å , le maximum de la seconde bande étant plus élevé que celui de la première bande.

Ces résultats sont seulement qualitatifs , comme il a déjà été signalé plus haut. Cependant , il est remarquable de constater la constance de la valeur des longueurs d'onde des maximums d'absorption avec le temps d'exposition.

Courbes de densités extraordinaires

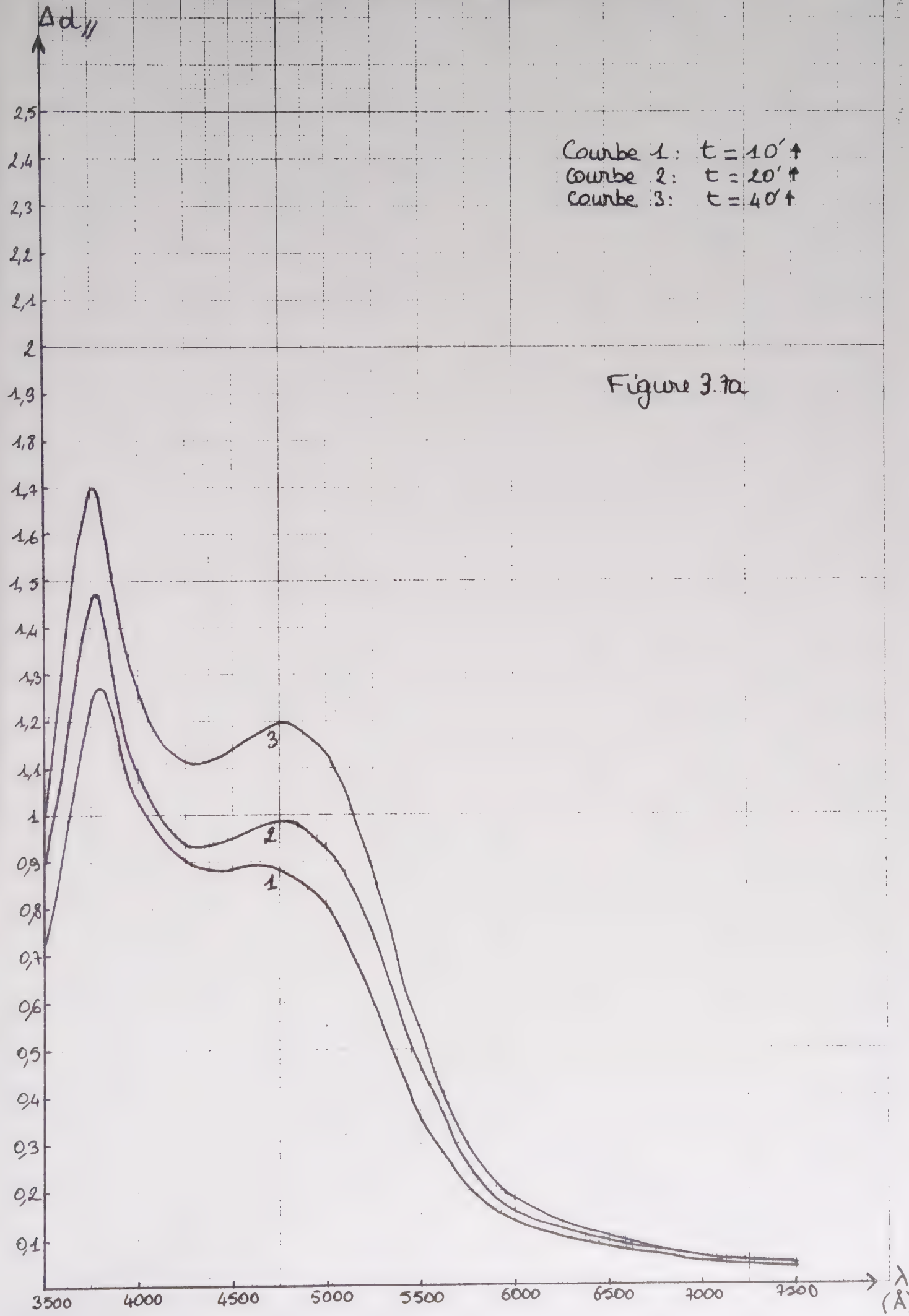


Figure 3.7a

Courbes de densités ordinaires.

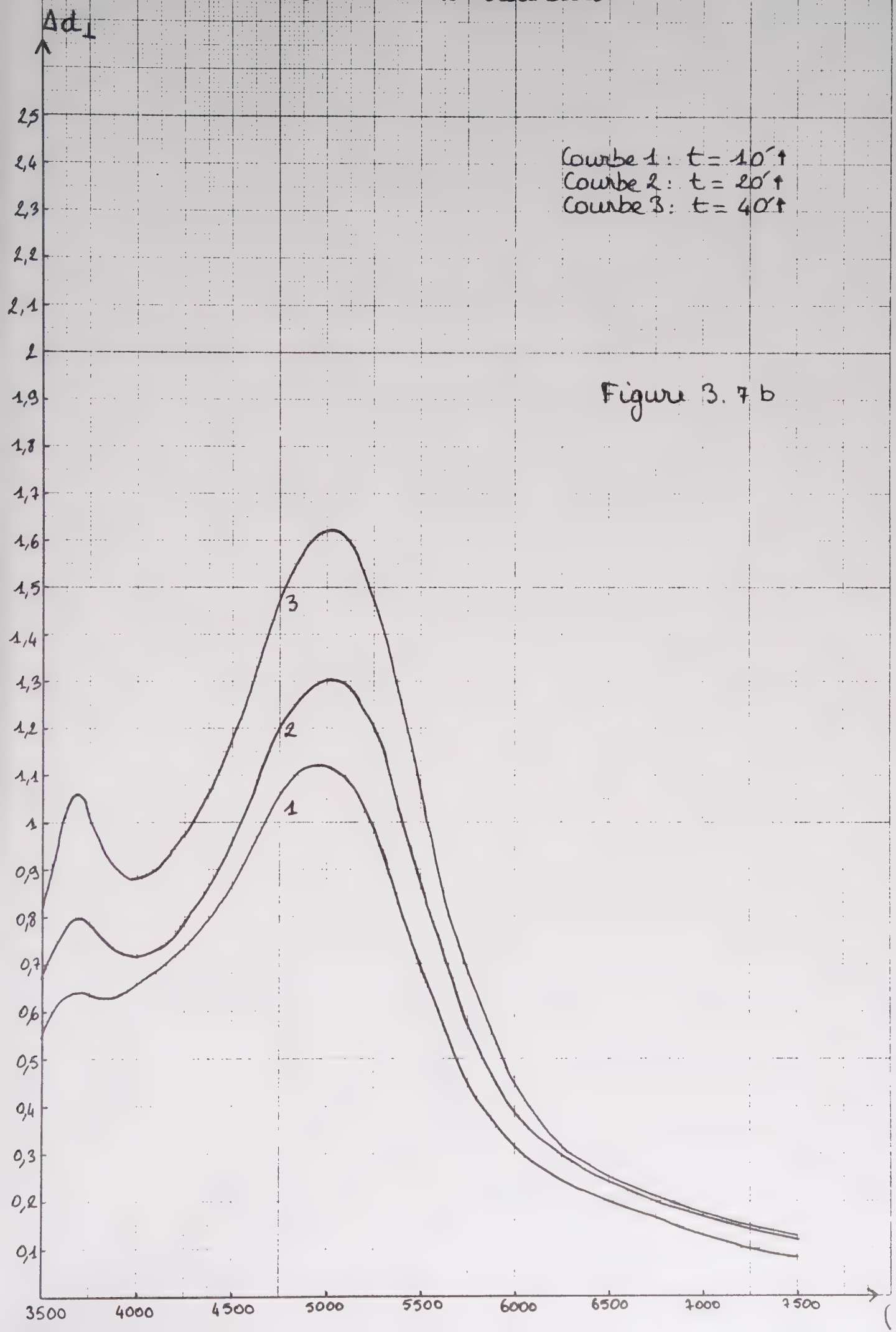
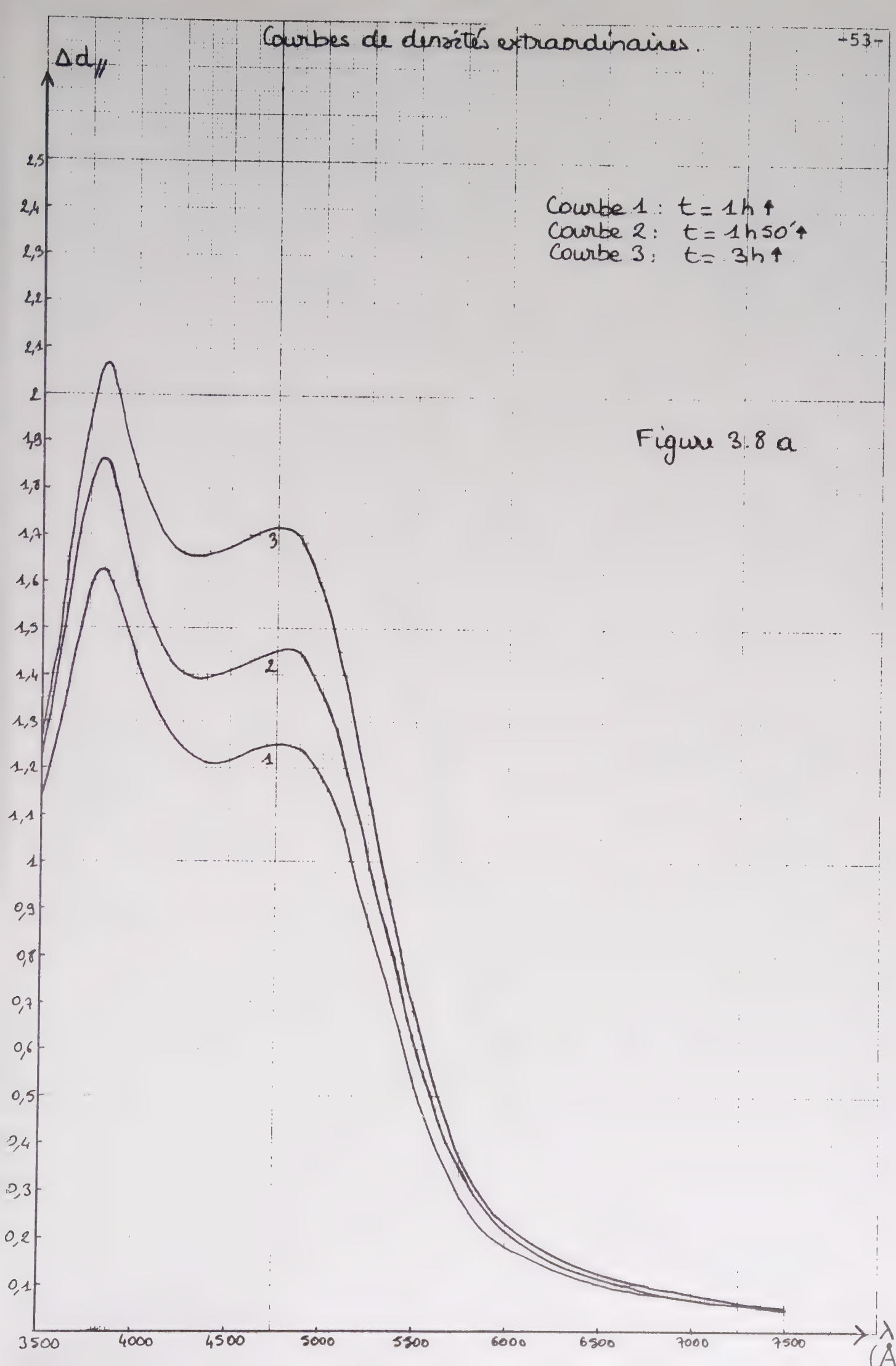


Figure 3.7 b

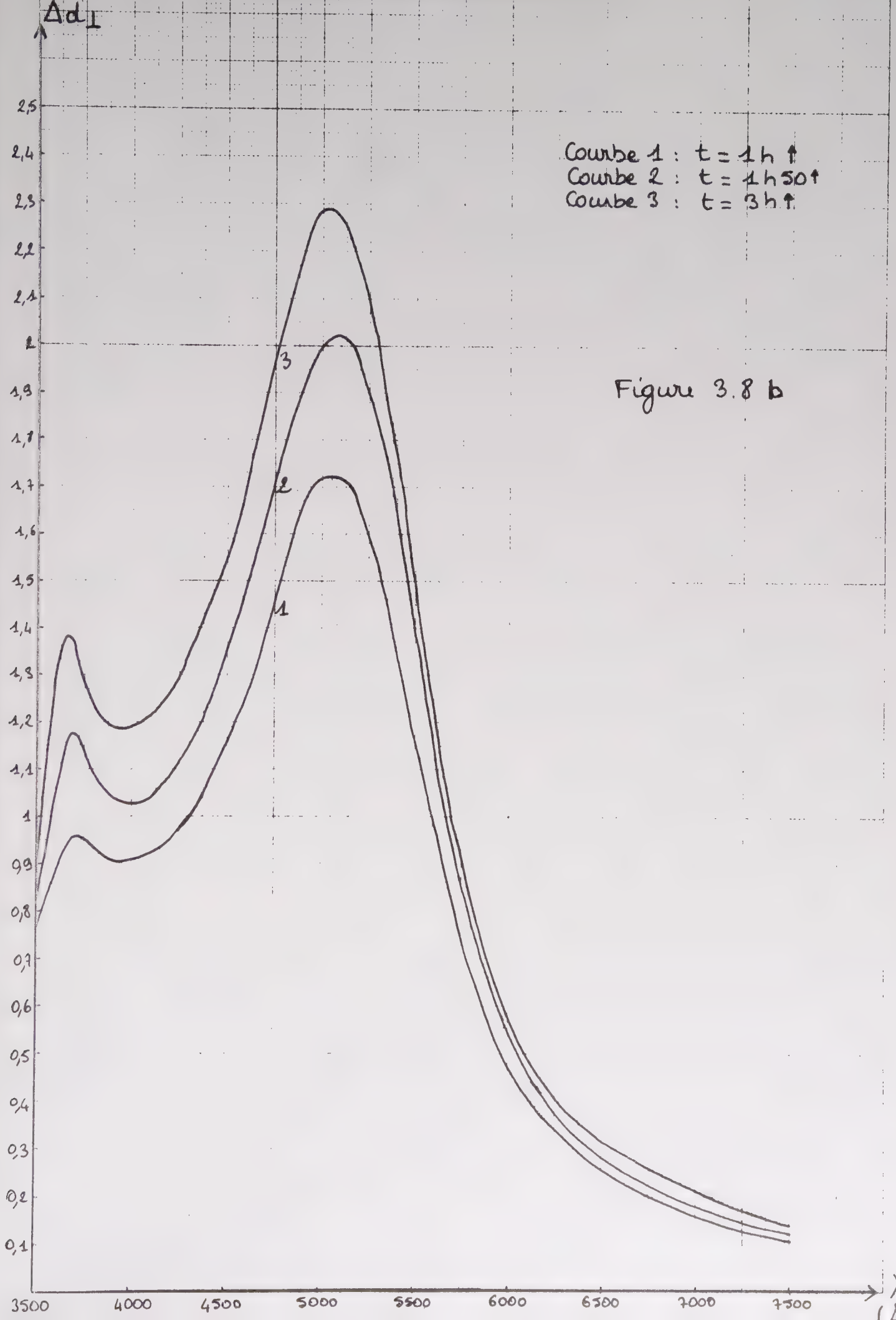
Courbes de densités extraordinaires.



Courbe 1 : t = 1h ↑
Courbe 2 : t = 1h 50' ↑
Courbe 3 : t = 3h ↑

Figure 3.8 a

Courbes de densités ordinaires.



Courbe 1 : t = 1 h ↑
Courbe 2 : t = 1 h 30 ↑
Courbe 3 : t = 3 h ↑

Figure 3.8 b

Le dichroïsme induit est défini par la relation

$$\mathcal{D} = \log \frac{T_{//}}{T_{\perp}} = (\Delta d)_{\perp} - (\Delta d)_{//} \qquad (3.1)$$

Celui-ci (fig. 3.9), négatif pour les longueurs d'onde comprises entre 3500 et 4500 Å , devient positif pour les longueurs d'onde supérieures à 4500 Å environ. Il présente (en valeur absolue) deux maximums , l'un vers 3750 Å et l'autre vers 5250 Å . Là aussi, les valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles $\mathcal{D}$ est maximum et $\mathcal{D}$ est nul , ne dépendent pas de l'énergie reçue par l'émulsion photographique au cours de l'exposition.

3-3 . Biréfringence de l'émulsion anisotrope

Jusqu'à présent , nous avons caractérisé l'anisotropie induite , par une inégalité d'absorption entre la direction de l'axe optique que nous définirons comme la ligne neutre extraordinaire et la direction perpendiculaire comme la ligne neutre ordinaire. A ce phénomène de dichroïsme est associé un phénomène de biréfringence que nous avons mis en évidence de la manière suivante : l'émulsion , rendue anisotrope par un éclairage uniforme en lumière polarisée , est éclairée , après la pose , par une vibration de lumière blanche B (à spectre continu) , émergeant d'un polariseur $\mathcal{P}$, dont la direction de transmission est inclinée à 45° de ses lignes neutres (fig. 3.10). Observée à travers un analyseur $\mathcal{A}$ croisé avec le polariseur $\mathcal{P}$, elle apparait très lumineuse et pratiquement incolore . La lumière issue de $\mathcal{A}$ est analysée par un spectroscope et contient toutes les longueurs d'onde du spectre visible. Si l'on tourne l'analyseur $\mathcal{A}$ à partir de sa position croisée avec $\mathcal{P}$, l'échantillon s'assombrit. Il existe une position $\mathcal{A}_0$ de $\mathcal{A}$ pour laquelle il prend une coloration violette très vive et dans le spectre correspondant apparait alors une canelure noire à

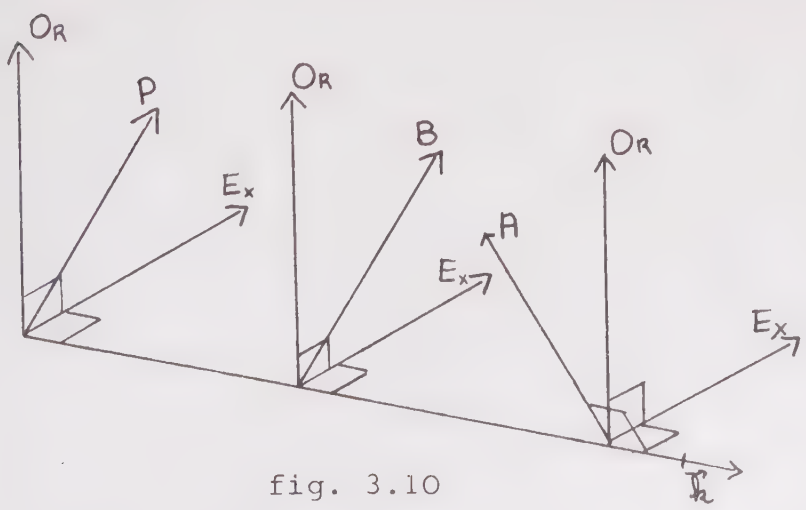


fig. 3.10

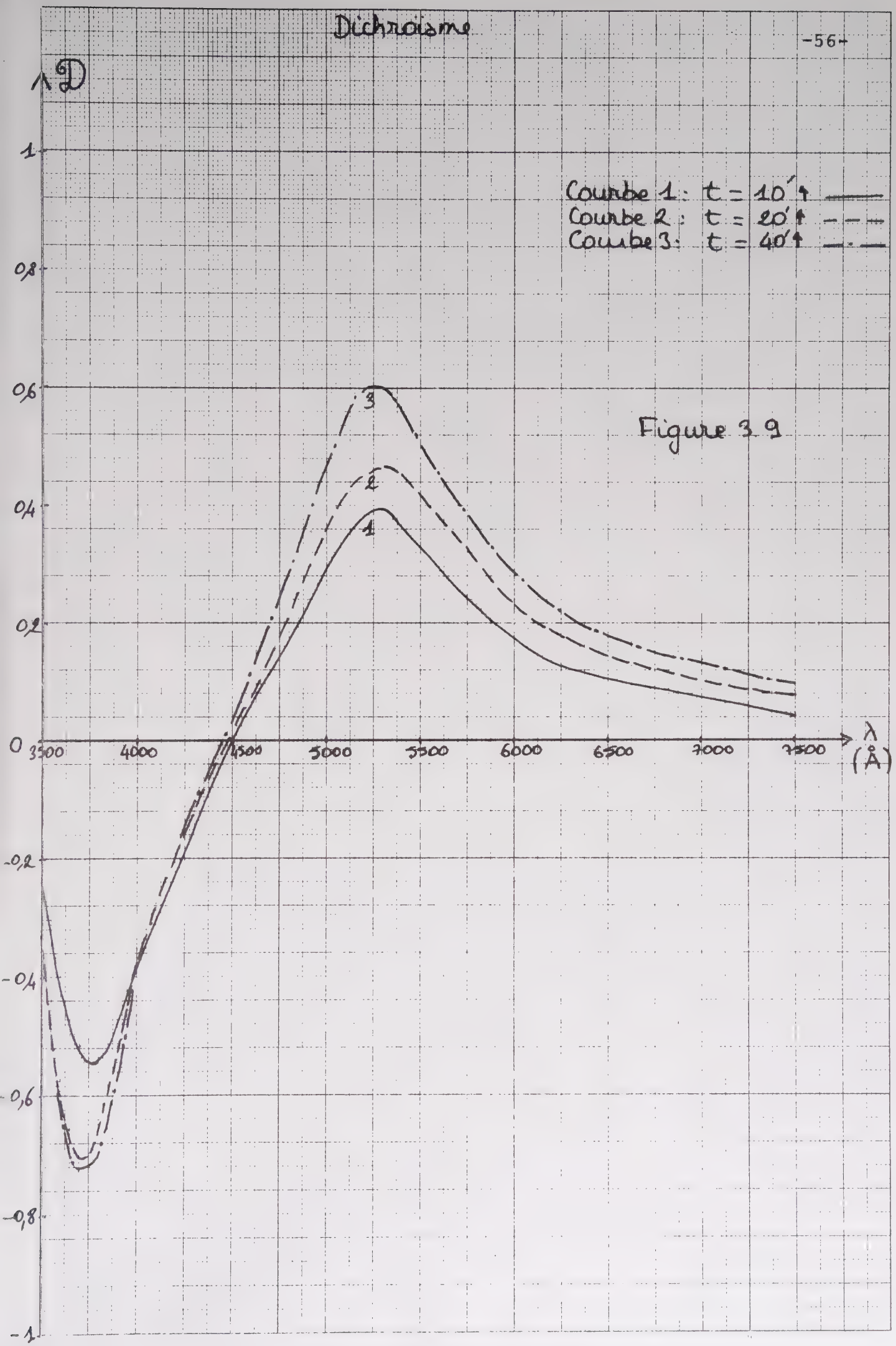


Figure 3.9

- Les Papiers Canson France

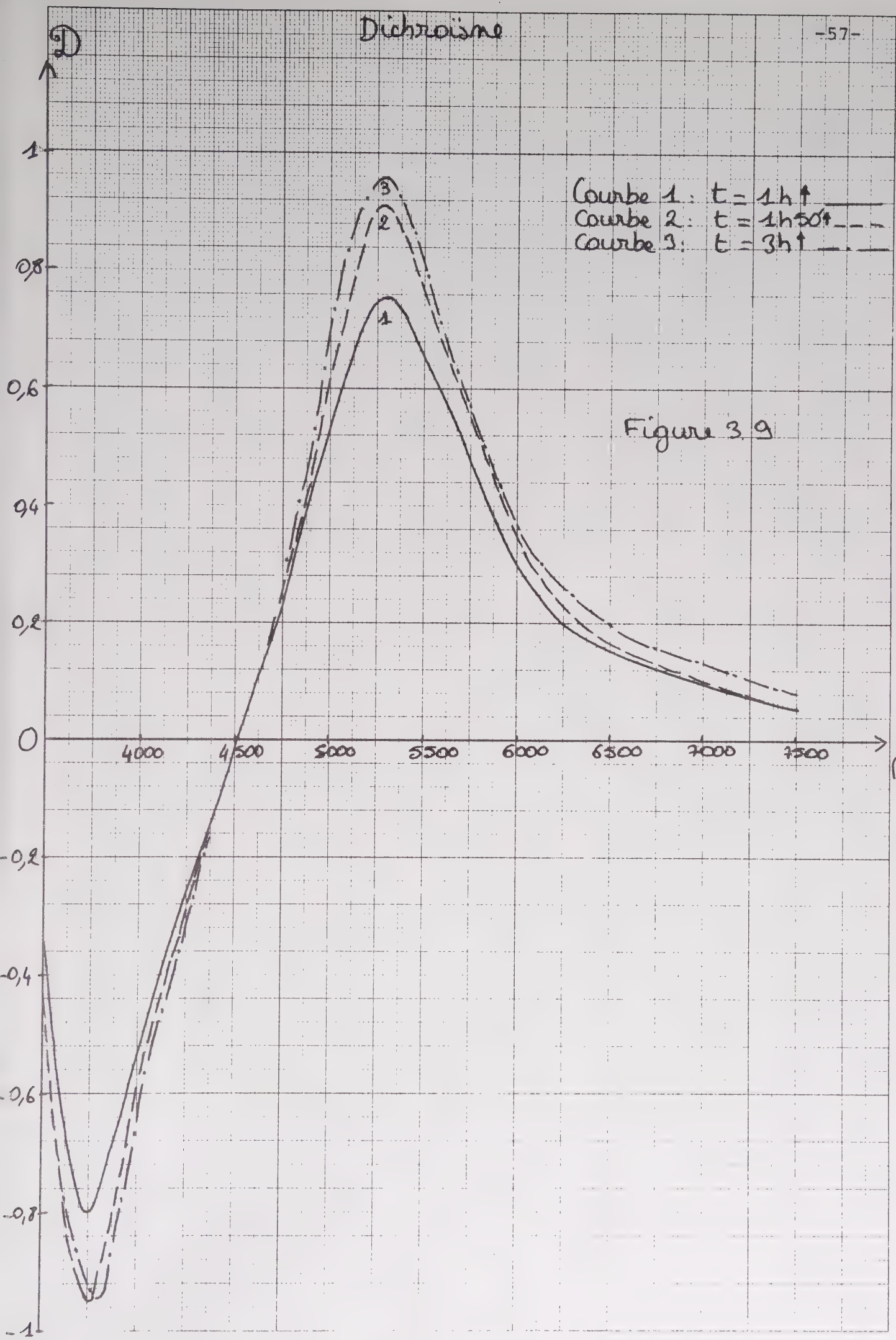


Figure 3.9

- Les Papiers Carson - France -

la limite des régions verte et jaune. Si l'on continue à tourner l'analyseur dans le même sens , cette cannelure s'évanouit et de nouveau , la lumière analysée par le spectroscope contient toutes les radiations du spectre visible.

De ces observations expérimentales , nous avons déduit que la lame anisotrope transforme les vibrations monochromatiques rectilignes incidentes en vibrations elliptiques. Cependant, on peut , en première approximation, affirmer que l'une d'elles dont la longueur d'onde λ_J appartient à la limite des régions verte et jaune du spectre visible , est rectiligne puisque l'analyseur est capable de la supprimer. Il en résulte que , pour cette longueur d'onde λ_J , la biréfringence de l'émulsion est nulle et , pour les longueurs d'onde voisines , elle est extrêmement faible. La position de la cannelure ne dépend pas du noircissement de la lame anisotrope , c'est à dire de l'énergie reçue au cours de l'exposition.

Ce phénomène de biréfringence n'est pratiquement pas étudié dans la plupart des publications consacrées à l'effet Weigert. Seuls les physiciens américains A.E. Cameron et A.M. Taylor en ont donné en 1934 une interprétation cohérente (29) que nous avons adaptéeau cas de nos émulsions. Nous pouvons admettre ,en première approximation , que l'émulsion anisotrope a une seule bande d'absorption dans la direction extraordinaire , centrée sur 3800 Å et une seule bande d'absorption dans la direction ordinaire, centrée sur 5000 Å environ . Soient $\chi_{EX}(\lambda)$ et $\chi_{OR}(\lambda)$, les indices d'absorption correspondants. A ces indices d'absorption correspondent les indices de réfraction $\nu_{EX}(\lambda)$ et $\nu_{OR}(\lambda)$ liés aux précédents au voisinage des bandes d'absorption par les relations de Ketteler-Helmoltz (relations 1.100) . Nous avons très schématiquement représenté sur les figures 3.10 a et 3.10 b les variations de χ_{EX} et χ_{OR} d'une part et les variations correspondantes de ν_{EX} et ν_{OR} d'autre part en négligeant la petite bande d'absorption dans la direction ordinaire centrée sur 3800 Å . La figure 3.10 b montre très clairement qu'il existe en fait deux longueurs d'onde pour lesquelles $\nu_{EX}(\lambda) = \nu_{OR}(\lambda)$. Ces deux longueurs d'onde λ_B et λ_J , voisines des maximums d'absorption λ_E et λ_O et toujours de part et d'autre de ceux-ci , sont également voisines des longueurs d'onde pour lesquelles le dichroïsme de l'émulsion est maximum.

En fait , la biréfringence de l'émulsion a toujours été considérée négligeable par tous les auteurs. Ceci ne correspond pas à nos observations qualitatives. Elle est à notre avis seulement négligeable dans une région étroite du spectre visible centrée sur λ_J et dans une région étroite du proche U.V. centrée sur λ_B . Nous ne considérerons pas cette seconde région car les éléments optiques de nos montages absorbent l'ultra-violet.

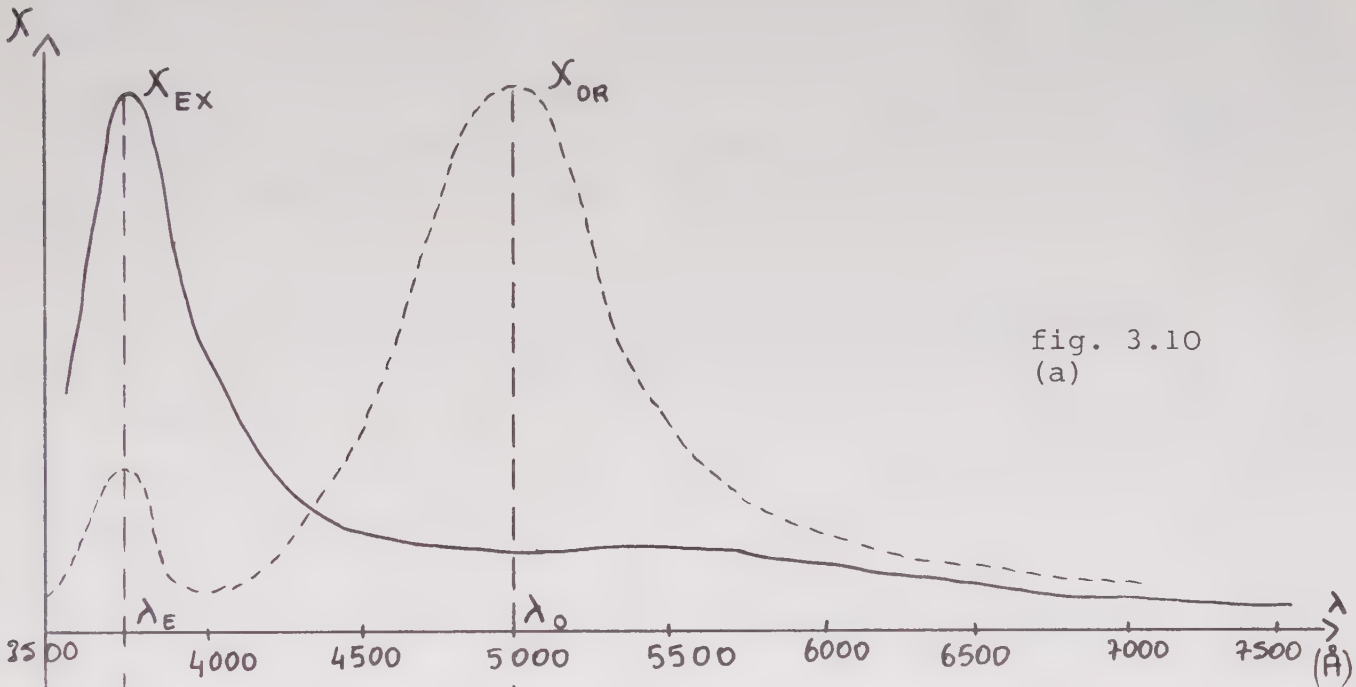


fig. 3.10 (a)

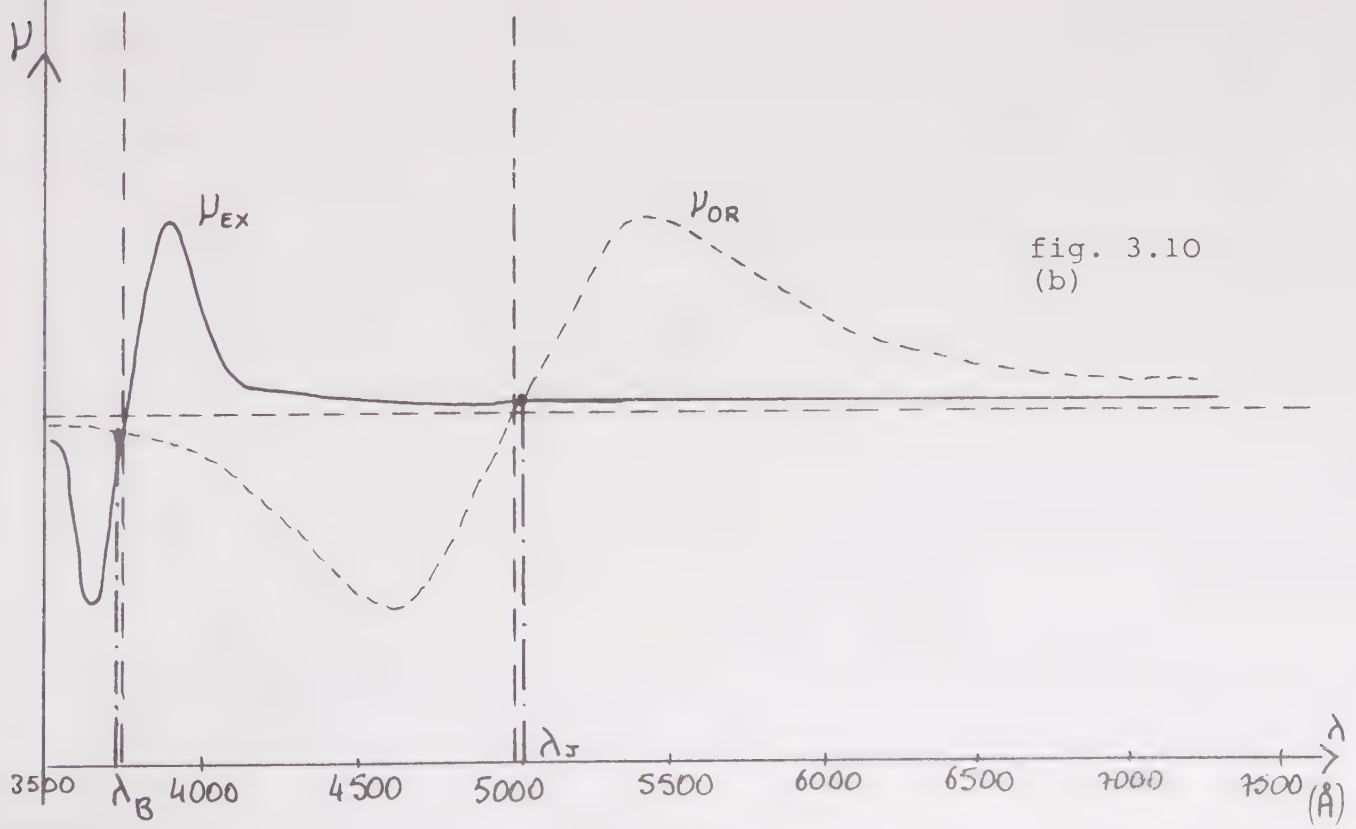


fig. 3.10 (b)

3-4 - Calcul de la réponse en amplitude des émulsions anisotropes d'argent-chlorure d'argent

Les observations qualitatives précédentes nous ont conduits à proposer un modèle pour la réponse anisotrope d'une émulsion de photochlorure d'argent. Nous supposons que l'émulsion de chlorure d'argent est éclairée par une distribution d'intensité I de lumière polychromatique dont une partie I_p est rectilignement polarisée et l'autre partie I_n est non polarisée. Cette émulsion contient N microcristaux de chlorure d'argent par unité de volume , et la partie bleue de la lumière incidente les transforme en particules d'argent que les grandes longueurs d'onde cassent ensuite en particules d'argent plus petites.

3-4-1 . Composition de l'émulsion anisotrope d'argent-chlorure d'argent après l'exposition

Dans tout ce qui suit , nous considérerons une unité de volume de l'émulsion argent-chlorure d'argent , qui contenait N microcristaux de chlorure d'argent avant l'exposition.

a) action de la lumière non polarisée d'intensité I_n

La partie bleue de la lumière non polarisée , d'intensité I_n crée $N\rho_n$ particules d'argent isotropes ($\rho_n < 1$) que nous supposerons , pour des raisons de simplicité évidente , identiques et sphériques. Parmi celles-ci $N\rho_{cn}$ sont cassées en particules d'argent isotropes plus petites par les grandes longueurs d'onde du faisceau non polarisé incident. Une unité de volume de l'émulsion contient donc après la pose , $N(\rho_n - \rho_{cn})$ particules d'argent isotropes (⊘) et de polarisabilité scalaire α_n et $N\rho_{cn}$ particules d'argent isotropes plus petites (⊘) de polarisabilité scalaire α_{cn} .

b) action de la lumière rectilignement polarisée d'intensité I_p

La partie bleue rectilignement polarisée I_p de la lumière incidente crée $N\rho_p$ particules d'argent anisotropes. Ces particules sont supposées toutes identiques , ellipsoïdales et allongées

dans la direction de la vibration lumineuse incidente. Parmi celles-ci , $N\rho_{cp}$ sont cassées en particules ellipsoïdales plus petites dont le grand axe est , cette fois-ci , perpendiculaire à la direction de la vibration lumineuse incidente. Une unité de volume de l'émulsion contient donc après l'exposition

- $N(\rho_p - \rho_{cp})$ particules d'argent anisotropes ⬭ dont la polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_p]$ est un tenseur. Les directions principales de ce tenseur sont celles de la vibration lumineuse incidente (ligne neutre extraordinaire de l'émulsion) et la direction perpendiculaire (ligne neutre ordinaire de l'émulsion).
- $N\rho_{cp}$ particules d'argent anisotropes ⬭ dont la polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}]$ est un tenseur qui a également pour directions principales les lignes neutres extraordinaire et ordinaire de l'émulsion.

De plus , il reste $N(1 - \rho_n - \rho_p)$ microcristaux de chlorure d'argent isotropes de polarisabilité scalaire $\underset{\sim}{\alpha}_a$.

3-4-2 . Calcul des indices extraordinaire et ordinaire de l'émulsion anisotrope

Nous utiliserons pour calculer les constantes diélectriques de ce milieu colloïdal la méthode proposée au début du siècle par Maxwell-Garnett (30.31) et reprise depuis par de nombreux auteurs (32 ⟶ 36).

Après l'exposition , l'émulsion anisotrope est éclairée par un champ électrique $\underset{\sim}{\vec{E}}_0$ dépendant sinusoïdalement du temps et sous l'action duquel chacune des particules précédentes acquiert le moment dipolaire

$$\left.\begin{aligned}
\underset{\sim}{\vec{P}}_n &= \varepsilon_g \underset{\sim}{\alpha}_n \underset{\sim}{\vec{E}}_{loc} \quad (a)\\
\underset{\sim}{\vec{P}}_c &= \varepsilon_g \underset{\sim}{\alpha}_{cn} \underset{\sim}{\vec{E}}_{loc} \quad (b)\\
[\underset{\sim}{\vec{P}}_p] &= \varepsilon_g [\underset{\sim}{\alpha}_p] \underset{\sim}{\vec{E}}_{loc} \quad (c)\\
[\underset{\sim}{\vec{P}}_{cp}] &= \varepsilon_g [\underset{\sim}{\alpha}_{cp}] \underset{\sim}{\vec{E}}_{loc} \quad (d)\\
\underset{\sim}{\vec{P}}_a &= \varepsilon_g \underset{\sim}{\alpha}_a \underset{\sim}{\vec{E}}_{loc} \quad (e)
\end{aligned}\right\} \qquad (3.2)$$

où ε_g est la constante diélectrique réelle de la gélatine et où $\underset{\sim}{\vec{E}}_{loc}$ représente le champ électrique agissant sur chacune des particules et dû au champ appliqué $\underset{\sim}{\vec{E}}_0$ et au champ engendré par les autres particules.

La polarisation $[\vec{P}]$ induite dans l'émulsion anisotrope par le champ appliqué $\vec{E}_o$ est le moment dipolaire par unité de volume , soit

$$[\vec{P}] = N\varepsilon_g\left[(\rho_n-\rho_{cn})\,\underset{\sim}{a}_n + \rho_{cn}\,\underset{\sim}{a}_{cn} + (\rho_p-\rho_{cp})[\underset{\sim}{\alpha}_p] + \rho_{cp}[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}] + (1-\rho_n-\rho_p)\,\underset{\sim}{a}_d\right]\vec{E}_{loc} \tag{3.3}$$

où

$$\vec{E}_{loc} = \vec{E}_o + \frac{[\vec{P}]}{3\varepsilon_g} \tag{3.4}$$

et où

$$[\underset{\sim}{\alpha}_p] = \begin{pmatrix} \underset{\sim}{\alpha}_{pE} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}_{po} \end{pmatrix} \quad ; \quad [\underset{\sim}{\alpha}_{cp}] = \begin{pmatrix} \underset{\sim}{\alpha}_{cE} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}_{co} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Soient $\vec{Ox}$ et $\vec{Oy}$ les directions extraordinaire et ordinaire du milieu ; on a

$$\underset{\sim}{P}_x\left\{1 - \frac{N}{3}\left[(\rho_n-\rho_{cn})\,\underset{\sim}{a}_n + \rho_{cn}\,\underset{\sim}{a}_{cn} + (\rho_p-\rho_{cp})\underset{\sim}{\alpha}_{pe} + \rho_{cp}\,\underset{\sim}{\alpha}_{ce} + (1-\rho_n-\rho_p)\,\underset{\sim}{a}_d\right]\right\}$$

$$= \tag{a}$$

$$N\varepsilon_g\left[(\rho_n-\rho_{cn})\,\underset{\sim}{a}_n + \rho_{cn}\,\underset{\sim}{a}_{cn} + (\rho_p-\rho_{cp})\underset{\sim}{\alpha}_{pe} + \rho_{cp}\,\underset{\sim}{\alpha}_{ce} + (1-\rho_n-\rho_p)\,\underset{\sim}{a}_d\right]\underset{\sim}{E}_{ox} \tag{3.6}$$

$$\underset{\sim}{P}_y\left\{1 - \frac{N}{3}\left[(\rho_n-\rho_{cn})\,\underset{\sim}{a}_n + \rho_{cn}\,\underset{\sim}{a}_{cn} + (\rho_p-\rho_{cp})\underset{\sim}{\alpha}_{po} + \rho_{cp}\,\underset{\sim}{\alpha}_{co} + (1-\rho_n-\rho_p)\,\underset{\sim}{a}_d\right]\right\}$$

$$= \tag{b}$$

$$N\varepsilon_g\left[(\rho_n-\rho_{cn})\,\underset{\sim}{a}_n + \rho_{cn}\,\underset{\sim}{a}_{cn} + (\rho_p-\rho_{cp})\underset{\sim}{\alpha}_{po} + \rho_{cp}\,\underset{\sim}{\alpha}_{\infty} + (1-\rho_n-\rho_p)\,\underset{\sim}{a}_d\right]\underset{\sim}{E}_{oy}$$

La constante diélectrique $[\underset{\sim}{\varepsilon}]$ du milieu est définie par

$$[\vec{P}] = \left[[\underset{\sim}{\varepsilon}] - \varepsilon_g\right]\vec{E}_o \tag{3.7}$$

Il en résulte que

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{EX} = \varepsilon_g\left[1 + \frac{N\underset{\sim}{A}_{EX}}{1 - \frac{N}{3}\underset{\sim}{A}_{EX}}\right] \tag{a}$$

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{OR} = \varepsilon_g\left[1 + \frac{N\underset{\sim}{A}_{OR}}{1 - \frac{N}{3}\underset{\sim}{A}_{OR}}\right] \tag{b} \tag{3.8}$$

avec

$$\underset{\sim}{A}_{\substack{EX \\ OR}} = \left[\underset{\sim}{a}_d + \rho_n(\underset{\sim}{a}_n - \underset{\sim}{a}_d) + \rho_{cn}(\underset{\sim}{a}_{cn} - \underset{\sim}{a}_n) + \rho_p(\underset{\sim}{\alpha}_{p_o^E} - \underset{\sim}{a}_d) + \rho_{cp}(\underset{\sim}{\alpha}_{c_o^E} - \underset{\sim}{\alpha}_{p_o^E})\right] \tag{3.9}$$

On peut admettre que les termes $N\underset{\sim}{A}_{EX}$ et $N\underset{\sim}{A}_{OR}$ sont toujours petits

devant 1 . En réduisant au même dénominateur les expressions (3.8) et en faisant un développement limité au premier ordre en $\underset{\sim}{A}_{EX\ OR}$ des résultats obtenus , on obtient

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{EX} = \varepsilon_g\left[1 + N\underset{\sim}{A}_{EX}\right] \qquad (a)$$
$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{OR} = \varepsilon_g\left[1 + N\underset{\sim}{A}_{OR}\right] \qquad (b) \qquad (3.10)$$

ce qui revient finalement à supposer que les différentes particules constituant l'émulsion sont suffisamment éloignées les unes des autres pour pouvoir négliger leurs interactions mutuelles.

Les indices complexes extraordinaire et ordinaire correspondants sont définis par

$$\underset{\sim}{n}_{EX} = \sqrt{\frac{\underset{\sim}{\varepsilon}_{EX}}{\varepsilon_0}} \quad ; \quad \underset{\sim}{n}_{OR} = \sqrt{\frac{\underset{\sim}{\varepsilon}_{OR}}{\varepsilon_0}} \qquad (3.11)$$

D'où , en faisant toujours la même supposition , à savoir $\underset{\sim}{A}_{EX}$ et $\underset{\sim}{A}_{OR}$ petits devant 1 , on a

$$\underset{\sim}{n}_{EX} = n_g\left[1 + \frac{N}{2}\underset{\sim}{A}_{EX}\right] \qquad (a)$$
$$\underset{\sim}{n}_{OR} = n_g\left[1 + \frac{N}{2}\underset{\sim}{A}_{OR}\right] \qquad (b) \qquad (3.12)$$

où n_g représente l'indice de réfraction réel de la gélatine. Par suite , les indices extraordinaire et ordinaire de l'émulsion sont donnés par

$$\underset{\sim}{n}_{EX} = n_g\left(1 + \frac{N}{2}\underset{\sim}{a}_d\right) + n_g\frac{N}{2}\left[\rho_n\left(\underset{\sim}{a}_n - \underset{\sim}{a}_d\right) + \rho_{en}\left(\underset{\sim}{a}_{en} - \underset{\sim}{a}_n\right) + \rho_p\left(\underset{\sim}{\alpha}_{pE} - \underset{\sim}{a}_d\right) + \rho_{cp}\left(\underset{\sim}{\alpha}_{cE} - \underset{\sim}{\alpha}_{pE}\right)\right] \qquad (a) \qquad (3.13)$$

$$\underset{\sim}{n}_{OR} = n_g\left(1 + \frac{N}{2}\underset{\sim}{a}_d\right) + n_g\frac{N}{2}\left[\rho_n\left(\underset{\sim}{a}_n - \underset{\sim}{a}_d\right) + \rho_{en}\left(\underset{\sim}{a}_{en} - \underset{\sim}{a}_n\right) + \rho_p\left(\underset{\sim}{\alpha}_{po} - \underset{\sim}{a}_d\right) + \rho_{cp}\left(\underset{\sim}{\alpha}_{co} - \underset{\sim}{\alpha}_{po}\right)\right] \qquad (b)$$

et , en posant

$$\underset{\sim}{n}_{em} = n_g\left(1 + \frac{N}{2}\underset{\sim}{a}_d\right) \qquad (3.14)$$

qui représente l'indice de l'émulsion originale de chlorure d'argent , on a finalement

(a) $$\underset{\sim}{n}_{Ex} = \underset{\sim}{n}_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_n(\underset{\sim}{a}_n - \underset{\sim}{a}_{el}) + \rho_{cn}(\underset{\sim}{a}_{cn} - \underset{\sim}{a}_n) + \rho_p(\underset{\sim}{\alpha}_{p\varepsilon} - \underset{\sim}{a}_{el}) + \rho_{cp}(\underset{\sim}{\alpha}_{c\varepsilon} - \underset{\sim}{\alpha}_{p\varepsilon})\right]$$

(3.15)

(b) $$\underset{\sim}{n}_{OA} = \underset{\sim}{n}_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_n(\underset{\sim}{a}_n - \underset{\sim}{a}_{el}) + \rho_{cn}(\underset{\sim}{a}_{cn} - \underset{\sim}{a}_n) + \rho_p(\underset{\sim}{\alpha}_{po} - \underset{\sim}{a}_{el}) + \rho_{cp}(\underset{\sim}{\alpha}_{co} - \underset{\sim}{\alpha}_{po})\right]$$

Les polarisabilités de chacune des particules constituant le milieu colloïdal sont des quantités complexes puisque les particules sont absorbantes . On peut poser

$$\underset{\sim}{a}_n = a_n - i b_n \qquad \underset{\sim}{\alpha}_{p_o^\varepsilon} = \alpha_{p_o^\varepsilon} - i\beta_{p_o^\varepsilon}$$
$$\underset{\sim}{a}_{cn} = a_{cn} - i b_{cn} \qquad \underset{\sim}{\alpha}_{c_o^\varepsilon} = \alpha_{c_o^\varepsilon} - i\beta_{c_o^\varepsilon}$$
$$\underset{\sim}{a}_{el} = a_{el} - i b_{el}$$

Il en résulte que les indices de réfraction et d'absorption ν_{ε_o} et χ_{ε_o} de l'émulsion sont respectivement donnés par

(a) $$\nu_{\varepsilon_o} = \nu_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_n(a_n - a_{el}) + \rho_{cn}(a_{cn} - a_n) + \rho_p(\alpha_{p_o^\varepsilon} - a_{el}) + \rho_{cp}(\alpha_{c_o^\varepsilon} - \alpha_{p_o^\varepsilon})\right]$$

(3.16)

(b) $$\chi_{\varepsilon_o} = \chi_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_n(b_n - b_{el}) + \rho_{cn}(b_{cn} - b_n) + \rho_p(\beta_{p_o^\varepsilon} - b_{el}) + \rho_{cp}(\beta_{c_o^\varepsilon} - \beta_{p_o^\varepsilon})\right]$$

où les quantités a , α , b et β ne sont fonctions que de la longueur d'onde du champ électrique $\vec{\underset{\sim}{E}}_o$ puisque nous avons supposé que les particules de chaque type sont toutes identiques. L'émulsion a une biréfringence nulle pour $\nu_\varepsilon = \nu_o$ donc pour

$$\frac{\rho_{cp} - \rho_p}{\rho_{cp}} = \frac{\alpha_{c\varepsilon} - \alpha_{co}}{\alpha_{p\varepsilon} - \alpha_{po}} \qquad (3.17)$$

De même elle a un dichroïsme nul pour

$$\frac{\rho_{cp} - \rho_p}{\rho_{cp}} = \frac{\beta_{c\varepsilon} - \beta_{co}}{\beta_{p\varepsilon} - \beta_{po}} \qquad (3.18)$$

Les premiers termes respectifs des équations (3.17) et (3.18) sont des fonctions de l'énergie totale reçue par l'émulsion de chlorure d'argent et les seconds membres correspondants sont des fonctions de la longueur d'onde excitatrice. Il existe donc surement une longueur d'onde du spectre visible pour laquelle chacune de ces deux équations est vérifiée. Cependant ,on voit

que la valeur des deux longueurs d'onde ainsi trouvées dépend du temps d'exposition. Or ceci est contraire à nos observations expérimentales.

C'est pourquoi nous admettrons sans démonstration supplémentaire que dès qu'une particule d'argent est créée au sein du chlorure d'argent par la partie bleue de la lumière incidente , elle est immédiatement cassée par les grandes longueurs d'onde. Il en résulte alors que

$$\rho_n = \rho_{cn} \quad ; \quad \rho_p = \rho_{cp} \qquad (a) \qquad (3.19)$$
$$a_n = b_n = 0 \quad ; \quad \alpha_{p\varepsilon^0} = \beta_{p\varepsilon^0} = 0 \qquad (b)$$

et par suite

$$\left.\begin{aligned} \mu_{\varepsilon^0} &= \mu_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_{cn}(a_n - a_{cl}) + \rho_{cp}(\alpha_{c\varepsilon^0} - a_{cl})\right] \\ \chi_{\varepsilon^0} &= \chi_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_{cn}(b_n - b_{cl}) + \rho_{cp}(\beta_{c\varepsilon^0} - b_{cl})\right] \end{aligned}\right\} \quad \begin{matrix}(a)\\(b)\end{matrix} \qquad (3.20)$$

et les longueurs d'onde pour lesquelles la biréfringence d'une part et le dichroïsme d'autre part , de l'émulsion sont nuls , sont définis par les deux égalités

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{co}(\lambda) &= \alpha_{c\varepsilon}(\lambda) \\ \beta_{co}(\lambda) &= \beta_{c\varepsilon}(\lambda) \end{aligned}\right\} \quad \begin{matrix}(a)\\(b)\end{matrix} \qquad (3.21)$$

Dans ces conditions , elles sont bien indépendantes du temps de pose.

3-4-3 . Amplitude transmise par l'émulsion anisotrope éclairée par une vibration lumineuse parallèle à l'une de ses lignes neutres.

Soit d l'épaisseur de l'émulsion anisotrope et soit λ la longueur d'onde de la vibration lumineuse incidente d'amplitude unité.
Si celle-ci est parallèle à la ligne neutre extraordinaire , l'amplitude transmise est donnée par

$$\underset{\sim}{\tau}_{ex} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda} d \underset{\sim}{n}_{ex}} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda} d \mu_{ex}} \, e^{-\frac{2\pi}{\lambda} d \chi_{ex}} \qquad (3.22)$$

De la même manière , si la vibration lumineuse est parallèle à la ligne neutre ordinaire , on a

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}d\underset{\sim}{n}_{OR}} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}d\nu_{OR}}\, e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d\chi_{OR}} \qquad (3.23)$$

En remplaçant ν_{OR}^{EX} et χ_{OR}^{EX} par les expressions (3.20) ,on obtient

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = \underset{\sim}{\tau}_{em}\, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(a_n-a_{cl})+\rho_{cp}(\alpha_{c\varepsilon}-a_{cl})\right]} e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(b_n-b_{cl})+\rho_{cp}(\beta_{c\varepsilon}-b_{cl})\right]} \quad (a)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \underset{\sim}{\tau}_{em}\, e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(a_n-a_{cl})+\rho_{cp}(\alpha_{co}-a_{cl})\right]} e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(b_n-b_{cl})+\rho_{cp}(\beta_{co}-b_{cl})\right]} \quad (b) \qquad (3.24)$$

où $\underset{\sim}{\tau}_{em}$ représente la transparence en amplitude complexe de l'émulsion de chlorure d'argent. En fait , seule a une signification physique la différence de phase entre $\underset{\sim}{\tau}_{EX}$ et $\underset{\sim}{\tau}_{OR}$. On peut donc en changeant l'origine des phases , écrire

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = \tau_{em}\, e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(b_n-b_{cl})+\rho_{cp}(\beta_{c\varepsilon}-b_{cl})\right]} \qquad (3.25)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cp}(\alpha_{c\varepsilon}-\alpha_{co})\right]} e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d\frac{N}{2}n_g\left[\rho_{cn}(b_n-b_{cl})+\rho_{cp}(\beta_{co}-b_{cl})\right]}$$

où τ_{em} représente le module de la transparence en amplitude complexe de l'émulsion de chlorure d'argent

3-4-4 . Approximation linéaire

Nous avons défini $N\rho_{cn}$ et $N\rho_{cp}$ comme le nombre de particules engendrées par unité de volume , respectivement les unes par la distribution d'intensité I_n et les autres par la distribution d'intensité I_p . Le processus de noircissement est un processus de noircissement direct ; on peut donc supposer

- d'une part que ρ_{cn} et ρ_{cp} sont petits devant 1
- d'autre part que ρ_{cn} et ρ_{cp} sont proportionnels respectivement l'un à I_n , l'autre à I_p

On posera donc : $\rho_{cn} = A_n I_n$; $\rho_{cp} = A_p I_p$

où A_n et A_p sont des constantes . D'où

$$\underset{\sim}{\tau}_{Ex} = \tau_{En}\, e^{-\frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g \left[A_n I_n (b_n - b_a) + A_p I_p (\beta_{ce} - b_a)\right]} \qquad (a)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{En}\, e^{i\frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g A_p I_p (\alpha_{ce} - \alpha_{co})}\, e^{-\frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g \left[A_n I_n (b_n - b_a) + A_p I_p (\beta_{co} - b_a)\right]} \qquad (b) \qquad (3.26)$$

En supposant l'argument des exponentielles réelles suffisamment petit pour pouvoir effectuer un développement limité de celles-ci à l'ordre 1 , on obtient finalement

$$\left.\begin{aligned} \underset{\sim}{\tau}_{Ex} &= \tau_{En}\left[1 - K I_n - K_{Ex} I_p\right] \qquad (a) \\ \underset{\sim}{\tau}_{OR} &= \tau_{En}\, e^{i\Phi(\lambda, I_p)}\left[1 - K I_n - K_{OR} I_p\right] \qquad (b) \end{aligned}\right\} \qquad (3.27)$$

où

$$\Phi(\lambda, I_p) = \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g A_p I_p (\alpha_{ce} - \alpha_{co}) \qquad (3.28)$$

est égal à 0 pour $I_p = 0$ et pour $\lambda = \lambda_J$ et $\lambda = \lambda_B$ et où

$$\left.\begin{aligned} K &= \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g A_n (b_n - b_a) \qquad (a) \\ K_{OR} &= \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g A_p (\beta_{co} - b_a) \qquad (b) \\ K_{Ex} &= \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{N}{2} n_g A_p (\beta_{ce} - b_a) \qquad (c) \end{aligned}\right\} \qquad (3.29)$$

sont des quantités réelles fonctions de la longueur d'onde de la vibration éclairant l'émulsion anisotrope et sont indépendantes de l'énergie reçue par l'émulsion de chlorure d'argent pendant la pose.

Dans tous les chapitres qui suivront , nous supposerons que les transparences extraordinaire et ordinaire de l'émulsion anisotrope sont des fonctions linéaires des distributions d'intensité reçues par l'émulsion de chlorure d'argent pendant l'exposition.

3-5 - Intensité transmise par l'émulsion anisotrope observée entre polariseurs $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$

L'émulsion anisotrope EA placée entre deux polariseurs $\mathcal{P}$ et

$\mathcal{A}$ est éclairée par un faisceau parallèle de lumière monochromatique de longueur d'onde λ . Soient $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$ les directions des lignes neutres de EA ($\overrightarrow{Ox}$ est parallèle à l'axe optique) et soit α l'angle entre la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ et l'axe $\overrightarrow{Ox}$ (fig. 3.12) . Les composantes suivant $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$ de la vibration émergeant du polariseur et d'amplitude unité sont données par

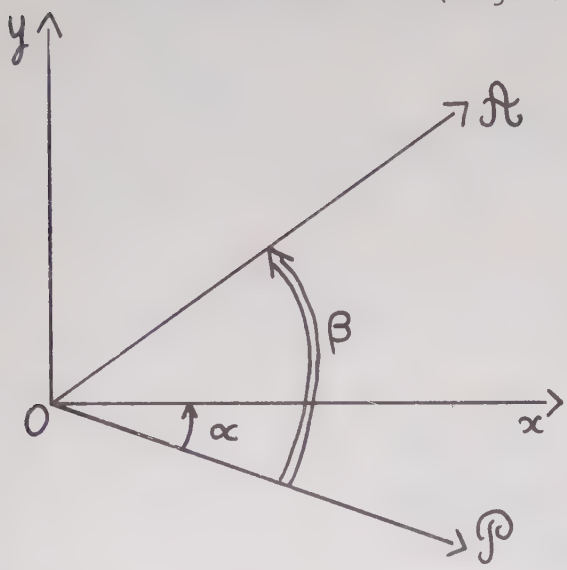


fig. 3.12

$$\begin{cases} x = \cos\alpha \\ y = -\sin\alpha \end{cases} \qquad (3.30)$$

Cette vibration transformée par EA en une vibration elliptique dont les composantes sont

$$\begin{cases} x = \underset{\sim}{\tau}_{EX}\cos\alpha = \tau_{em}\cos\alpha\,(1 - KI_n - K_{ex}I_p) \\ y = -\tau_{OR}\sin\alpha = -\tau_{em}\sin\alpha\, e^{i\Phi}(1 - KI_n - K_{OR}I_p) \end{cases} \qquad (3.31)$$

est ensuite analysée par l'analyseur $\mathcal{A}$ dont la direction de transmission est inclinée d'un angle β sur celle du polariseur $\mathcal{P}$. L'amplitude de la vibration rectiligne émergeant de l'analyseur $\mathcal{A}$ s'écrit donc

$$\underset{\sim}{U} = \tau_{em}\left[(1 - KI_n - K_{EX}I_p)\cos\alpha\cos(\beta-\alpha) - e^{i\Phi}(1 - KI_n - K_{OR}I_p)\sin\alpha\sin(\beta-\alpha)\right] \qquad (3.32)$$

et , par suite , l'intensité émergeant de l'analyseur est donnée par

$$I_\beta = |\underset{\sim}{U}|^2 = \tau_{em}^2\left\{\left[(1 - KI_n)\cos\beta + I_p(K_{OR}\sin\alpha\sin(\beta-\alpha) - K_{EX}\cos\alpha\cos(\beta-\alpha)\right]^2 + (1 - K_{ex}I_p - KI_n)(1 - K_{OR}I_p - KI_n)\sin 2\alpha\sin(2\beta - 2\alpha)\sin^2\frac{\Phi}{2}\right\} \qquad (3.33)$$

Lorsque le polariseur $\mathcal{P}$ et l'analyseur $\mathcal{A}$ sont croisés , on a $\beta = \frac{\pi}{2}$ et l'intensité transmise , donnée par

$$I_\perp = \tau_{em}^2\left[I_p^2\left(\frac{K_{OR} - K_{EX}}{2}\right)^2 + (1 - K_{EX}I_p - KI_n)(1 - K_{OR}I_p - KI_n)\sin^2\frac{\Phi}{2}\right]\sin^2 2\alpha \qquad (3.34)$$

est maximale pour $|\alpha| = \frac{\pi}{4}$

Lorsque le polariseur $\mathcal{P}$ et l'analyseur $\mathcal{A}$ sont parallèles , β est égal à 0 . On a

$$I_{//} = \tau_{em}^2 \left\{ \left[(1 - KI_n) - I_p \left(K_{OR} \sin^2\alpha + K_{Ex} \cos^2\alpha \right) \right]^2 - (1 - K_{Ex} I_p - KI_n) \right.$$
$$\left. (1 - K_{OR} I_p - KI_n) \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right\} \qquad (3.35)$$

Le noircissement de l'émulsion est toujours faible puisque c'est un phénomène de noircissement direct. Il en résulte que l'intensité observée entre polariseurs parallèles est toujours beaucoup plus forte que celle observée entre polariseurs croisés.

La somme

$$I_{\perp} + I_{//} = \tau_{em}^2 \left\{ I_p^2 \left(\frac{K_{OR} - K_{Ex}}{2} \right)^2 \sin^2 2\alpha + \left[(1 - KI_n) - I_p \left(K_{OR} \sin^2\alpha + K_{Ex} \cos^2\alpha \right) \right]^2 \right\} \qquad (3.36)$$

est indépendante du déphasage Φ dû à la biréfringence de la lame comme dans tous les phénomènes de biréfringence.

3-5-1 . Etude du cas où la longueur d'onde de la vibration lumineuse incidente est celle pour laquelle la biréfringence de l'émulsion est nulle

On a alors $\Phi = 0$ et la vibration lumineuse émergeant de l'émulsion anisotrope est une vibration rectiligne , (fig. 3.13) $\vec{r}$ faisant avec l'axe des x , l'angle $\Omega = (\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{r})$ défini par

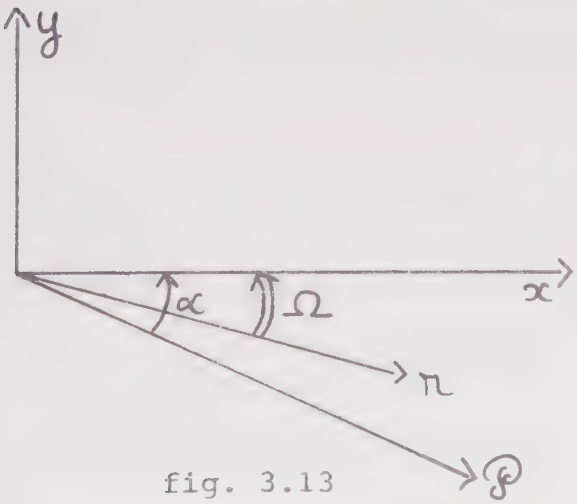


fig. 3.13

$$\operatorname{tg}\Omega = \operatorname{tg}\alpha \frac{1 - KI_n - K_{OR} I_p}{1 - KI_n - K_{Ex} I_p} \qquad (3.37)$$

et , avec la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$, l'angle ε , égal à

$$\varepsilon = (\overrightarrow{OP}, \overrightarrow{n}) = (\overrightarrow{OP}, \overrightarrow{Ox}) + (\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{n})$$
$$= \alpha + \Omega \qquad (3.38)$$

D'où

$$\operatorname{tg}\varepsilon = \operatorname{tg}(\alpha + \Omega) = \frac{\operatorname{tg}\alpha \left(K_{OR} - K_{Ex} \right) I_p}{(1 - KI_n - K_{Ex} I_p) + \operatorname{tg}^2\alpha (1 - KI_n - K_{OR} I_p)} \qquad (3.39)$$

L'angle ε est maximal en valeur absolue pour $\alpha = -45°$ (fig. 3.14) et est donné par

$$\left|\varepsilon_{MAX}\right| = \left|\operatorname{Arctg}\left[\frac{\left(\frac{k_{OR}-k_{EX}}{2}\right) I_p}{(1-kI_n)-I_p\left(\frac{k_{OR}+k_{EX}}{2}\right)}\right]\right| \qquad (3.40)$$

Dans ces conditions , la vibration rectiligne $\vec{r}$ émergeant de l'émulsion anisotrope a pour composantes

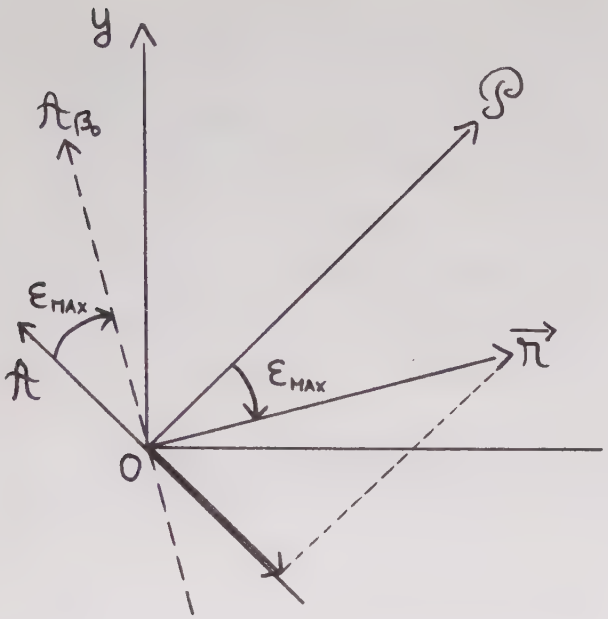


fig. 3.14

$$\begin{cases} x = \frac{\tau_{EM}}{\sqrt{2}}\left(1-kI_n-k_{EX}I_p\right) \\ y = \frac{\tau_{EM}}{\sqrt{2}}\left(1-kI_n-k_{OR}I_p\right) \end{cases} \qquad (3.41)$$

Les expressions (3.40) et (3.41) montrent que plus le noircissement de l'émulsion anisotrope est important (I_p et I_n grands) plus l'inclinaison de $\vec{r}$ sur la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ est grande et plus son amplitude est faible. L'intensité I_β transmise par l'analyseur $\mathcal{A}$ orienté d'un angle β sur la direction de transmission de $\mathcal{P}$ est égale à

$$I_\beta = \tau_{em}^2\left[(1-kI_n)\cos\beta - \frac{I_p}{\sqrt{2}}\left(k_{OR}\sin\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right) + k_{EX}\cos\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right)\right]^2 \qquad (3.42)$$

On peut mettre l'expression (3.42) sous la forme

$$I_\beta = \tau_{em}^2\left[\left(1-kI_n-\frac{k_{OR}+k_{EX}}{2}I_p\right)\cos\beta - \frac{I_p}{2}\left(k_{OR}-k_{EX}\right)\sin\beta\right]^2 \qquad (3.43)$$

Lorsque $\beta = \frac{\pi}{2}$ on obtient alors

$$I_\perp = \tau_{em}^2 I_p^2\left(\frac{k_{OR}-k_{EX}}{2}\right)^2 \qquad (3.44)$$

L'intensité transmise par l'analyseur croisé avec le polariseur est une fonction croissante de I_p et ne dépend plus de I_n . De plus , pour $\beta = \beta_0$ défini par

$$\operatorname{tg}\beta_0 = \frac{1-kI_n-\frac{k_{OR}+k_{EX}}{2}I_p}{I_p\frac{k_{OR}-k_{EX}}{2}} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}+\varepsilon_{MAX}\right) \qquad (3.45)$$

on a $I_{\beta_0} = 0$. La direction de transmission de l'analyseur est alors perpendiculaire à la direction de la vibration rectiligne $\vec{r}$ et l'émulsion apparait alors complètement noire à travers l'analyseur $\mathfrak{A}$.

Remarque_

Lorsque l'émulsion anisotrope est éclairée en lumière blanche , sa biréfringence Φ n'est égale à zéro que pour $\lambda = \lambda_J$. Les différentes vibrations rectilignes monochromatiques constituant la vibration de lumière blanche incidente sont transformées en vibrations ellipsoïdales sauf celle de longueur d'onde λ_J qui reste rectiligne mais subit une rotation $\varepsilon_{MAX}(\lambda_J)$. L'intensité observée entre polariseurs croisés et pour $\alpha = -45°$ est alors donnée par l'expression

$$I_\perp = \iint \tau_{em}^2 \left[I_p^2 \left(\frac{k_{OR}(\lambda) - k_{EX}(\lambda)}{2} \right)^2 + \left(1 - k_{EX}(\lambda) I_p - k(\lambda) I_n\right)\left(1 - k_{OR}(\lambda) I_p - k(\lambda) I_n\right) \sin^2 \frac{\Phi(\lambda)}{2} \right] d\lambda \qquad (3.46)$$

L'émulsion apparait alors pratiquement incolore. Lorsque l'analyseur subit une rotation de $-\varepsilon_{MAX}(\lambda_J)$ de manière à ce que sa direction de transmission soit perpendiculaire à la vibration rectiligne de longueur d'onde λ_J , celle-ci est supprimée . L'émulsion prend alors une coloration violette très vive.

Comme nous l'avons vu plus haut , les indices ordinaire et extraordinaire de l'émulsion varient avec la longueur d'onde suivant une loi qui n'est pas simple. Il en résulte que $\Phi(\lambda)$ ne varie pas comme $\frac{1}{\lambda}$ et que la teinte observée n'est pas une teinte de Newton à centre noir.

3-5-2 . Etude du cas où la longueur d'onde de la vibration lumineuse incidente est celle pour laquelle le dichroïsme de l'émulsion est nul

On a alors $K_{OR} = K_{EX} = K'$ et l'intensité observée dans le cas général (α et β quelconques) est donnée par

$$I_\beta = \tau_{em}^2 (1 - K I_n - K' I_p)^2 \left[\cos^2\beta + \sin 2\alpha \sin(2\beta - 2\alpha) \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right] \qquad (3.47)$$

Le phénomène d'interférence apparait avec son contraste maximal

pour $\beta = \frac{\pi}{2}$. On a alors

$$I_{\perp} = \tau_{em}^2 (1 - kI_n - k'I_p)^2 \sin^2 \frac{\Phi}{2} \sin^2 2\alpha \qquad (3.48)$$

et la luminosité est maximale pour $\alpha = -\frac{\pi}{4}$.
Pour $\beta = 0$, on observe le phénomène complémentaire

$$I_{//} = \tau_{em}^2 (1 - kI_n - k'I_p)^2 \left(1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\Phi}{2}\right) \qquad (3.49)$$

dont le contraste est maximal pour $\alpha = -\frac{\pi}{4}$.

3-6 . Conclusion

Nous avons suggéré dans ce chapitre un modèle décrivant la réponse en amplitude d'une émulsion d'argent-chlorure d'argent obtenue en éclairant une émulsion de chlorure d'argent par un faisceau de lumière blanche polychromatique partiellement polarisé; Ce modèle est basé sur les hypothèses suivantes :

a) toutes les particules créées par la partie bleue de la lumière incidente sont instantanément détruites en particules plus petites par les grandes longueurs d'onde

b) toutes les particules d'argent du même type (isotrope ou anisotrope) ont la même taille et une augmentation de l'exposition produit seulement un accroissement de leur nombre

c) le nombre de particules créées est proportionnel à la distribution d'intensité qui les a créées.

Il faut souligner que ce modèle n'est valable que lorsque l'émulsion est éclairée directement par un faisceau de lumière blanche polychromatique. En effet , c'est seulement dans ces conditions que les valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles le dichroïsme est nul et maximal d'une part et la biréfringence est nulle d'autre part , ne dépendent pas de l'énergie reçue par l'émulsion de chlorure d'argent pendant la pose;

CHAPITRE IV - AMELIORATION DE LA NETTETE D'UNE IMAGE PHOTOGRAPHIQUE.

Nous présentons ici une méthode de traitement d'images en lumière incohérente (37) permettant d'améliorer la netteté d'une photographie brouillée soit par un mouvement uniforme de la caméra pendant la pose, soit par un défaut de mise au point. Il est impossible de citer ici toutes les techniques décrites dans la littérature et permettant d'effectuer de telles opérations. Elles sont en majorité basées sur le travail de A. MARECHAL et P. CROCE (38) qui furent les premiers à améliorer la qualité d'une image dégradée par un défaut de mise au point, en modifiant le spectre de Fourier de celle-ci au moyen d'un filtre convenable. L'image dégradée est le produit de convolution de l'objet original par la réponse impulsionnelle du système optique utilisé pour la former. Le filtre adapté a une transparence en amplitude inversement proportionnelle à la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle et toute la difficulté de ces méthodes consiste à calculer numériquement le filtre et ensuite à le fabriquer (39). L'ordinateur permet de réaliser des filtres holographiques d'amplitude et de phase représentant des fonctions compliquées (40 $\longrightarrow$ 42). Cependant, ce procédé est limité par le fait que le produit espace-largeur de bande caractérisant le filtre doit être au moins aussi élevé que celui de l'image traitée pour obtenir une résolution suffisante.

Le procédé de traitement que nous proposons ici utilise la lumière incohérente. C'est l'application directe d'une méthode (45) de comparaison de deux signaux optiques que nous décrivons brièvement dans le premier paragraphe de ce chapitre.

4.1. Comparaison de deux signaux optiques.

Soient A et B les deux signaux à comparer. Leurs intensités respectives J_{AA} et J_{BB} sont fonctions des variables spatiales ξ et η. Le principe de la méthode d'extraction de la différence de leur intensité est le suivant. Les deux signaux A et B éclairés en lumière blanche polychromatique

incohérente sont perpendiculairement polarisés, A dans la direction $\overrightarrow{Ox}$ et B dans la direction $\overrightarrow{Oy}$, puis enregistrés simultanément sur une émulsion de chlorure d'argent EC de telle manière que leurs parties identiques soient superposées (Fig. 4.1).

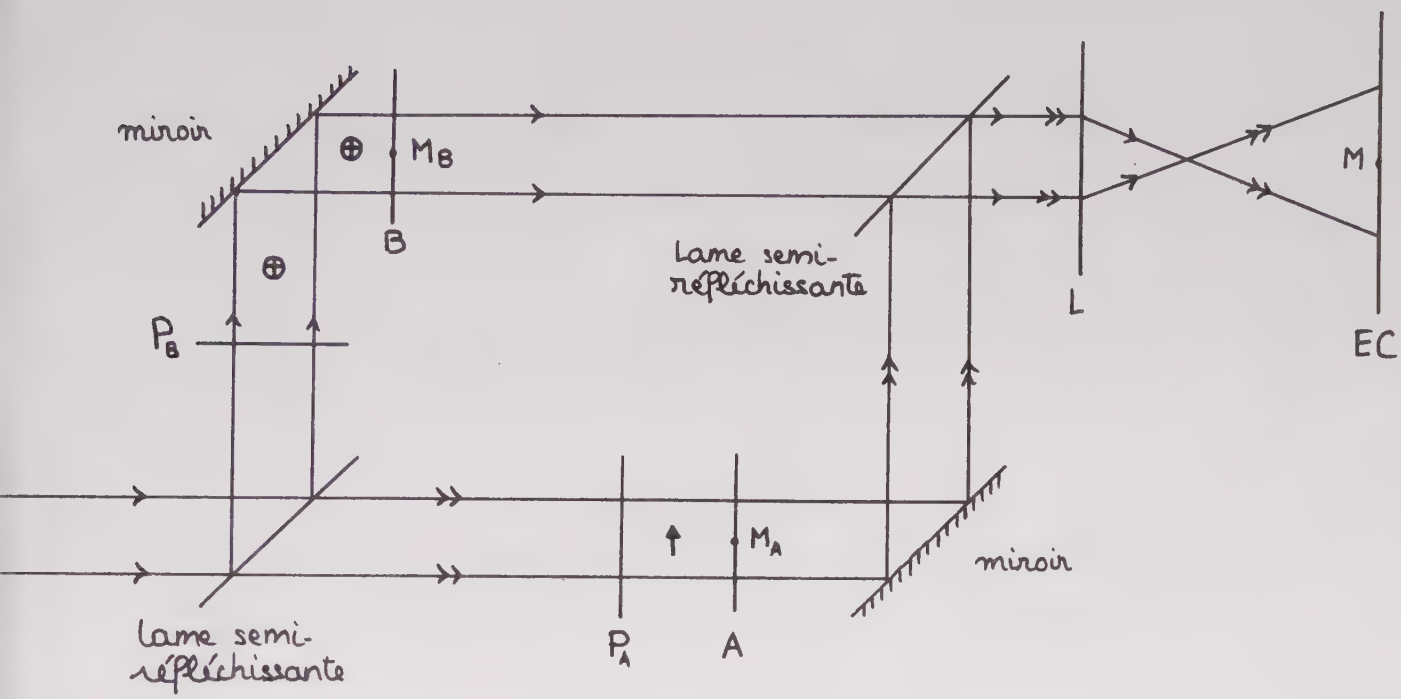


Fig. 4.1

4.1.1. Etat de polarisation de la lumière incidente en un point du plan de l'émulsion.

En un point M quelconque du plan Π de l'émulsion de chlorure d'argent, se superposent les images de deux points correspondants M_A et M_B des signaux A et B. La vibration lumineuse $\overrightarrow{V}$ au point M est engendrée par la superposition des deux vibrations rectilignes, incohérentes et perpendiculaires, l'une d'intensité J_{AA} et l'autre d'intensité J_{BB}. Elle est caractérisée par la matrice de cohérence

$$J = \begin{pmatrix} J_{AA} & 0 \\ 0 & J_{BB} \end{pmatrix} \qquad (4.1)$$

Si $J_{AA} = J_{BB}$, la matrice J représente une vibration de lumière naturelle d'intensité

$$I_n(\xi, \eta) = 2 J_{AA} = 2 J_{BB} \tag{4.2}$$

Si $J_{AA} > J_{BB}$, on peut représenter J comme la somme de deux matrices

$$J = \begin{pmatrix} J_{BB} & 0 \\ 0 & J_{BB} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} J_{AA} - J_{BB} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

La première de ces deux matrices représente une vibration de lumière naturelle d'intensité

$$2 J_{BB} = I_n(\xi, \eta) \tag{4.4}$$

et la seconde, une vibration rectilignement polarisée parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ (la direction de polarisation de A) et d'intensité

$$I_p(\xi, \eta) = J_{AA} - J_{BB} \tag{4.5}$$

Le dernier cas à considérer est celui où J_{AA} est plus petit que J_{BB}. On a alors

$$J = \begin{pmatrix} J_{AA} & 0 \\ 0 & J_{AA} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & J_{BB} - J_{AA} \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

La vibration lumineuse au point M est la superposition incohérente d'une vibration de lumière naturelle d'intensité $In = 2 J_{AA}$ et d'une vibration rectiligne parallèle à $\overrightarrow{Oy}$, la direction de polarisation du signal B et d'intensité $I_p = J_{BB} - J_{AA}$.

4.1.2. Anisotropie induite dans l'émulsion de chlorure d'argent.

La vibration lumineuse $\vec{V}$, incidente sur une surface élémentaire de l'émulsion centrée au point M ne peut induire une anisotropie que si elle a une direction moyenne dans le temps. On peut donc distinguer les trois cas précédents.

a) - aux points M_o de EC tels que $J_{AA} = J_{BB}$, l'intensité incidente $I_n = 2\ J_{AA} = 2\ J_{BB}$ induit un noircissement isotrope.

b) - aux points M_{AB} de EC tels que J_{AA} soit supérieur à J_{BB}, l'intensité incidente $I = J_{AA}+J_{BB}$ partiellement polarisée, induit d'une part un noircissement isotrope caractéri-sé par $I_n = 2\ J_{BB}$ et d'autre part un noircissement anisotrope caractérisé par $I_p = J_{AA} - J_{BB}$. L'axe induit est parallèle à la direction $\overrightarrow{Ox}$.

c) aux points M_{BA} de EC tels que J_{AA} soit inférieur à J_{BB}, le noircissement isotrope est induit par l'intensité $I_n = 2\ J_{AA}$ et le noircissement anisotrope par l'intensité $I_p = J_{BB} - J_{AA}$, l'axe induit étant parallèle à la direction $\overrightarrow{Oy}$.

Finalement, après la pose, l'émulsion d'argent-chlorure d'argent résultante a une anisotropie spatialement variable. Les axes induits ont deux directions possibles perpendiculaires entre elles et les parties isotropes de l'enregistrement correspondent aux points où $J_{AA} = J_{BB}$. (Fig. 4.2.)

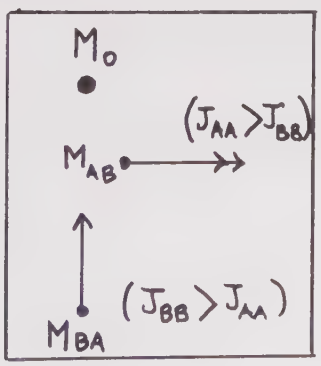
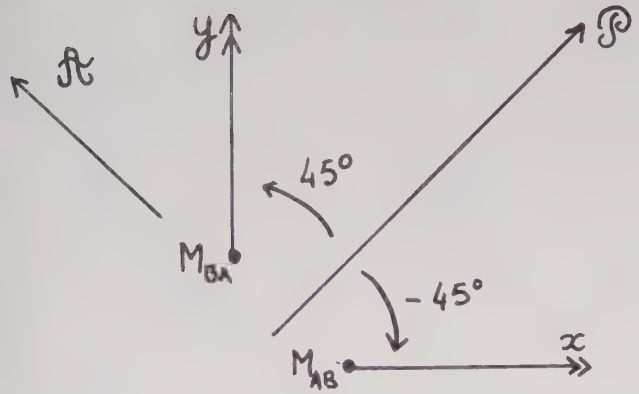


Fig. 4.2

4.1.3. Intensité reconstituée par cette émulsion.

Après la pose, EC est éclairée par un faisceau parallèle de lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J et observée entre deux polariseurs $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$. La direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ inclinée de l'angle $\alpha = -45°$ sur l'axe induit parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ et de l'angle $\alpha' = 45°$ sur l'axe induit parallèle à $\overrightarrow{Oy}$, fait un angle β avec la direction de

transmission de l'analyseur $\mathcal{A}$ (fig. 4.3). Les points M_o sont reconstitués avec une intensité I_{β_o} donnée par la formule 3.33 dans laquelle $I_p = 0$. D'où



$$I_\beta(\xi_o,\eta_o) = \tau_{em}^2\left[1 - 2K J(\xi_o,\eta_o)\right]\cos\beta \qquad (4.7)$$

De la même manière, les points M_{AB} sont reconstitués avec une intensité

Fig. 4.3

$$I_{AB\beta}(\xi,\eta) = \tau_{em}^2\left\{\left[1 - 2K J_{BB}(\xi,\eta) - \frac{K_{OR}+K_{EX}}{2}\left(J_{AA}(\xi,\eta) - J_{BB}(\xi,\eta)\right)\right]\cos\beta - \frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\left(J_{AA}(\xi,\eta) - J_{BB}(\xi,\eta)\right)\sin\beta\right\}^2 \qquad (4.8)$$

et les points, tels que M_{BA} avec une intensité

$$I_{BA\beta}(\xi',\eta') = \tau_{em}^2\left\{\left[1 - 2K J_{AA}(\xi',\eta') - \frac{K_{OR}+K_{EX}}{2}\left(J_{BB}(\xi',\eta') - J_{AA}(\xi',\eta')\right)\right]\cos\beta + \frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\left(J_{BB}(\xi',\eta') - J_{AA}(\xi',\eta')\right)\sin\beta\right\}^2 \qquad (4.9)$$

Il est évident que lorsque $\beta = \frac{\pi}{2}$, on a

$$I_\perp(\xi_o,\eta_o) = 0 \qquad (a)$$

$$I_\perp(\xi_{AB},\eta_{AB}) = \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2\left(J_{AA}(\xi_{AB},\eta_{AB}) - J_{BB}(\xi_{AB},\eta_{AB})\right)^2 \qquad (b) \qquad (4.10)$$

$$I_\perp(\xi_{BA},\eta_{BA}) = \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2\left(J_{BB}(\xi_{BA},\eta_{BA}) - J_{AA}(\xi_{BA},\eta_{BA})\right)^2 \qquad (c)$$

et par suite, les points, tels que M_{AB} et M_{BA} sont indiscernables.

Les vibrations lumineuses $\vec{r}_{AB}$ et $\vec{r}_{BA}$ émergeant respectivement l'une d'un élément M_{AB} de l'émulsion et l'autre d'un élément M_{BA} (Fig. 4.4) sont situées de part et d'autre de la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$. Il en résulte que l'analyseur $\mathcal{A}$ dans le direction de l'axe $\vec{Ox}$, revient à retrancher une intensité constante aux zones telles que M_{AB} et à ajouter une intensité constante aux zones telles que M_{BA}.

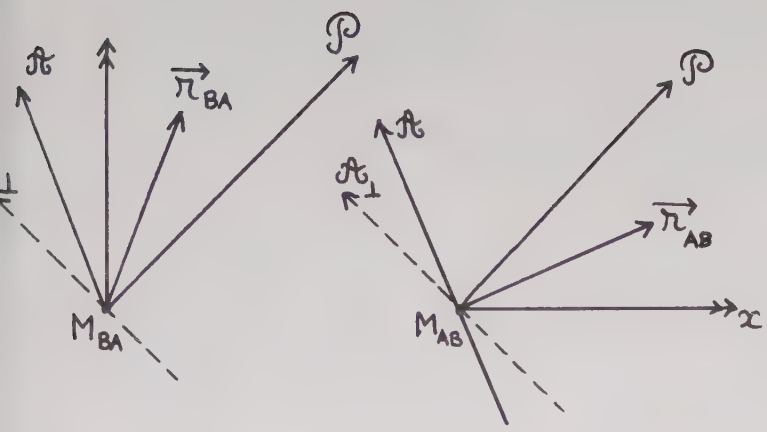


Fig. 4.4

On crée alors un déséquilibre entre les zones de EC correspondant à $J_{AA} - J_{BB} > 0$ d'une part et à $J_{AA} - J_{BB} < 0$ d'autre part. Lorsque l'observation est effectuée en lumière blanche, ce déséquilibre apparait sous forme de couleurs. Les zones où l'on a ajouté une distribution d'intensité constante sont jaunes pâles, les zones où l'on a retranché une distribution d'intensité constante sont violettes et les zones isotropes apparaissent aussi puisque les polariseurs ne sont plus croisés. Cependant, elles sont parfaitement achromatiques.

On peut donc, grâce à cette méthode reconnaitre les zones de l'enregistrement correspondant au même signe pour la différence entre les intensités respectives des signaux A et B.

4.2. Elimination du flou d'une image enregistrée avec un mouvement rectiligne uniforme de la camera pendant la pose.

4.2.1. Position du problème.

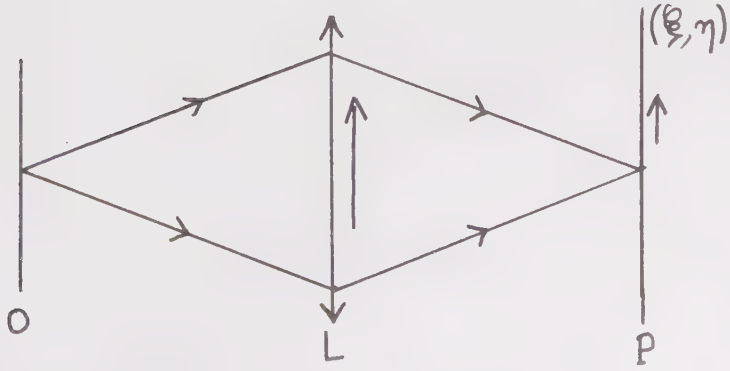


Fig. 4.5

P est la photographie d'un objet O obtenue au moyen du montage représenté sur la figure 4.5. La lentille L est une lentille sans aberrations, animée d'un mouvement rectiligne uniforme dans la direction ξ. De plus, son ouver-

_ ture, est supposée suffisamment grande pour pouvoir assimiler sa réponse impulsionnelle à une fonction de Dirac δ . Dans ces conditions, l'image floue obtenue est caractérisée par la distribution d'intensité

$$P(\xi,\eta) = O(\xi,\eta) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{a}\right)\delta(\eta) \tag{4.11}$$

où $O(\xi,\eta)$ est la distribution d'intensité spatialement variable de l'objet O, a est la valeur de la translation totale subie par l'image dans le plan P et dans la direction ξ et où la fonction Rect $\left(\frac{\xi}{a}\right)$ est définie par

$$\left.\begin{aligned}\text{Rect}\left(\frac{\xi}{a}\right) &= 1 \quad \text{pour} \left|\frac{\xi}{a}\right| < \frac{1}{2} \\ &= 0 \text{ ailleurs}\end{aligned}\right\} \tag{4.12}$$

Il est bien connu (46 → 49) que pour retrouver le signal initial O, il faut effectuer une opération de déconvolution, qui, dans le cas particulier se ramène à une dérivation du signal $P(\xi,\eta)$ dans la direction ξ . En effet, on a en vertu des propriétés du produit de convolution

$$\begin{aligned}\frac{\delta P(\xi,\eta)}{\delta\xi} &= \frac{\delta}{\delta\xi}\left[O(\xi,\eta) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{a}\right).\delta(\eta)\right] \\ &= O(\xi,\eta) \otimes \frac{\delta}{\delta\xi}\left[\text{Rect}\left(\frac{\xi}{a}\right)\right]\delta(\eta)\end{aligned} \tag{4.13}$$

Or

$$\frac{\delta}{\delta\xi}\left[\text{Rect}\left(\frac{\xi}{a}\right)\right] = \delta\left(\xi+\frac{a}{2}\right) - \delta\left(\xi-\frac{a}{2}\right) \tag{4.14}$$

D'où

$$\begin{aligned}\frac{\delta P(\xi,\eta)}{\delta\xi} &= O(\xi,\eta) \otimes \left[\delta\left(\xi+\frac{a}{2},\eta\right) - \delta\left(\xi-\frac{a}{2},\eta\right)\right] \\ &= O\left(\xi+\frac{a}{2},\eta\right) - O\left(\xi-\frac{a}{2},\eta\right)\end{aligned} \tag{4.15}$$

4.2.2. Principe de la méthode.

Pour dériver le signal P dans la direction nous avons adapté un montage proposé par S. DEBRUS et J.M.C. JONATHAN (50).

L'objet P est éclairé par un faisceau de lumière blanche polychromatique et spatialement incohérente, et la lentille L (Fig. 4.6) forme son image dans un plan Π à travers un prisme de Wollaston W placé dans le plan image de la source. Ce prisme, constitué de deux coins de quartz identiques, d'angle β, taillés l'un parallèlement à l'axe et l'autre perpendiculairement à l'axe est positionné de telle sorte que son arête soit perpendiculaire au plan de la figure. Considérons le rayon confondu avec l'axe de la lentille L et passant par le point M de P. Il est caractérisé par une vibration lumineuse non polarisée constituée de deux composantes orthogonales incohérentes et de même intensité E_ξ et E_η. La composante E_ξ est située dans le plan perpendiculaire.

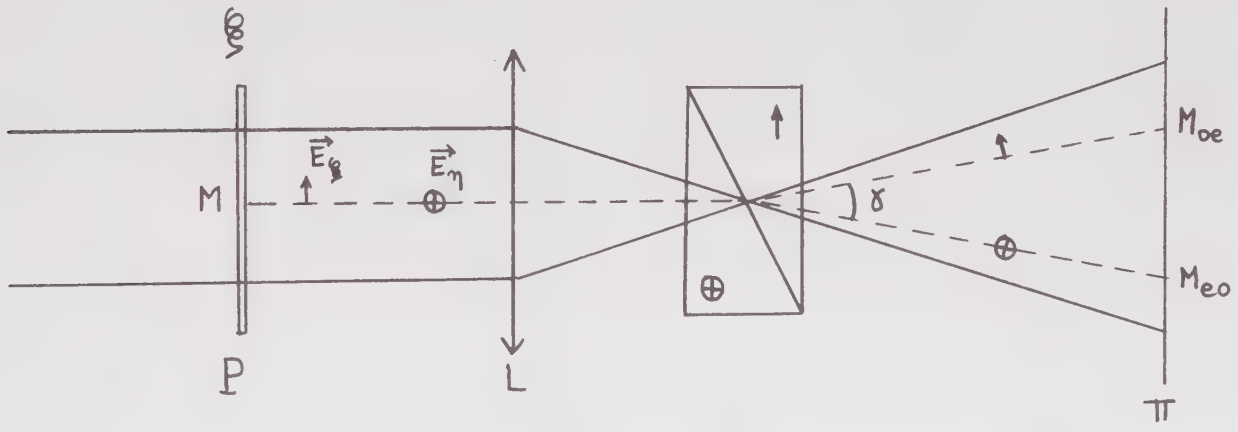


Fig. 4.6

Nous supposerons que pour la composante E_ξ, le premier coin du Wollaston a l'indice de réfraction $n_o = n - \frac{\Delta n}{2}$ et le second coin du wollaston l'indice de réfraction $n_e = n - \frac{\Delta n}{2}$ alors que pour la composante E_η, l'indice du premier coin est $n_e = n + \frac{\Delta n}{2}$ et celui du second coin est $n_o = n - \frac{\Delta n}{2}$.

Le rayon incident traverse le premier coin sans déviation puisqu'il arrive en incidence normale sur la première surface. Par contre l'angle d'incidence sur la seconde surface est l'angle du coin, soit β et, dans ces conditions, les angles de réfraction de chacune des deux composantes E_ξ et E_η de la vibration lumineuse ne sont plus les mêmes (Fig. 4.7). Pour la composante E_ξ, on a :

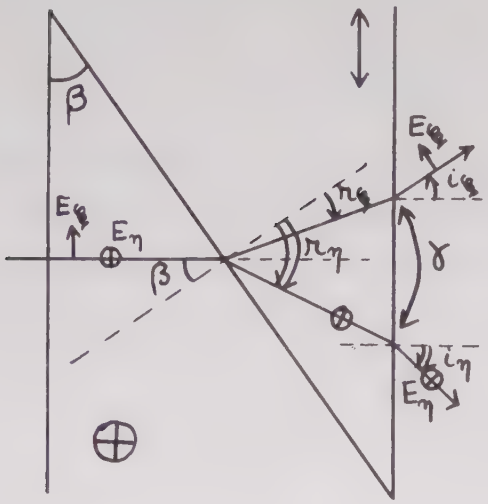


Fig. 4.7

$$\left(n-\frac{\Delta n}{2}\right)\sin\beta=\left(n+\frac{\Delta n}{2}\right)\sin r_\xi \tag{4.16}$$

L'angle β est très petit (1 à 2 degrés).
On peut donc écrire

$$r_\xi=\beta\frac{n-\frac{\Delta n}{2}}{n+\frac{\Delta n}{2}} \tag{4.17}$$

et

$$r_\xi-\beta=-\frac{\beta\Delta n}{n+\frac{\Delta n}{2}} \tag{4.18}$$

De la même manière, on a pour la composante E_η

$$r_\eta\simeq\beta\frac{n+\frac{\Delta n}{2}}{n-\frac{\Delta n}{2}} \tag{4.19}$$

et

$$r_\eta-\beta=\frac{\beta\Delta n}{n-\frac{\Delta n}{2}} \tag{4.20}$$

Le rayon incident se dédouble en deux rayons rectilignement polarisés caractérisés l'un par la vibration lumineuse E_ξ et l'autre par la vibration lumineuse E_η. Chacun de ces deux rayons subit encore une réfraction à la traversée de la surface de réparation du second coin de quartz et de l'air, soient i_ξ et i_η leurs angles de réfraction respectifs. On a :

$$i_\xi\simeq\left(n+\frac{\Delta n}{2}\right)\left(r_\xi-\beta\right)\simeq-\beta\Delta n \tag{4.21}$$

et

$$i_\eta \simeq \left(n - \frac{\Delta n}{2}\right)\left(r_\eta - \beta\right) \simeq \beta \Delta n \qquad (4.22)$$

Finalement, le rayon incident donne naissance à deux rayons émergents, perpendiculairement polarisés, situés dans le plan perpendiculaire à l'arête du prisme de Wollaston et faisant entre eux l'angle γ donné par

$$\gamma = 2 \beta \Delta n \qquad (4.23)$$

Nous admettrons dans la pratique que la valeur du dédoublement angulaire subi par un rayon lumineux lors de la traversée du Wollaston ne dépend pas de l'angle d'incidence (51). Dans ces conditions, la lentille L associée au prisme de Wollaston donne de chaque point M de P deux images identiques M_{eo} et M_{oe}, perpendiculairement polarisées, incohérentes entre elles et latéralement décalées dans la direction ξ de la quantité

$$\xi_0 = 2 \beta \Delta n \, d \qquad (4.24)$$

où d représente la distance entre le centre du prisme de Wollaston et le plan Π.

On a donc dans le plan Π deux images P_{oe} et P_{eo} de l'objet P, identiques, latéralement décalées et perpendiculairement polarisées. En un point Q quelconque de Π se superposent l'image M_{eo} d'un point M de P et l'image M'_{oe} d'un point M' de P, tels que $MM' = \xi_0$ en supposant le grandissement de la lentille L égal à 1.

La distribution d'intensité du plan Π est enregistrée sur une émulsion de chlorure d'argent. En un point O quelconque de celle-ci se superposent deux vibrations lumineuses incohérentes, perpendiculairement polarisées et d'intensité respectives

$$I_M = P(\xi, \eta) \quad ; \quad I_{M'} = P(\xi - \xi_0, \eta) \qquad (4.25)$$

La polarisation de la vibration lumineuse résultante et, par suite, l'anisotropie induite dans l'émulsion de chlorure d'argent, dépendent des valeurs relatives de I_M et de $I_{M'}$ comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent.

Après la pose, l'émulsion anisotrope est éclairée par une vibration lumineuse de longueur d'onde λ_J émergeant d'un polariseur $\mathcal{P}$ dont la direction de transmission fait un angle de 45° avec les deux directions possibles des axes induits. Elle est observée à travers un analyseur $\mathcal{A}$ croisé avec le polariseur $\mathcal{P}$. Dans ces conditions nous avons vu dans le paragraphe précédent que la distribution d'intensité reconstituée est proportionnelle au carré de la différence des intensités I_M et $I_{M'}$, soit

$$I_\perp(\xi,\eta) = \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2 \left[P(\xi,\eta) - P(\xi-\xi_0,\eta)\right]^2 \qquad (4.26)$$

La quantité ξ_0 est très petite (Δn est de l'ordre de 9.10^{-3} pour la raie D). Il en résulte que l'on peut appliquer la formule des accroissements finis et écrire

$$I_\perp(\xi,\eta) \simeq \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2 \xi_0^2 \left[\frac{\delta P(\xi,\eta)}{\delta \xi}\right]^2 \qquad (4.27)$$

et

$$I_\perp(\xi,\eta) \simeq \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2 \xi_0^2 \left[O\left(\xi+\frac{a}{2},\eta\right) - O\left(\xi-\frac{a}{2},\eta\right)\right]^2 \qquad (4.28)$$

Le déplacement a subi par l'image de O lors de son enregistrement photographique est par hypothèse supérieur à la dimension de celui-ci dans le direction ξ. Il en résulte que

$$I_\perp(\xi,\eta) \simeq \left(\frac{K_{OR}-K_{EX}}{2}\right)^2 \xi_0^2 \left[O^2\left(\xi+\frac{a}{2},\eta\right) + O^2\left(\xi-\frac{a}{2},\eta\right)\right] \qquad (4.29)$$

On reconstitue donc, lorsque l'émulsion anisotrope est observée entre polariseurs croisés, deux images identiques de l'objet O latéralement décalées de la quantité a dans la direction ξ.

4.2.3. Polarisation des deux images reconstituées.

Soit S_{A_o}, une surface élémentaire rectangulaire infiniment petite de l'objet O initial, centrée au point A_o (ξ_A , η_A) et dont la distribution d'intensité est constante et égale à O (ξ_A , η_A).(Fig. 4.8a). Lors de l'enregistrement photographique de O, cette surface élémentaire donne naissance à une surface rectangulaire Σ_A (Fig. 4.8b) de longueur totale a parallèle à l'axe des ξ , de largeur négligeable et limitées par les points A_1 et A_2 de coordonnées respectives

$$A_1\left(\xi_A - \frac{a}{2}, \eta_A\right) \quad ; \quad A_2\left(\xi_A + \frac{a}{2}, \eta_A\right)$$

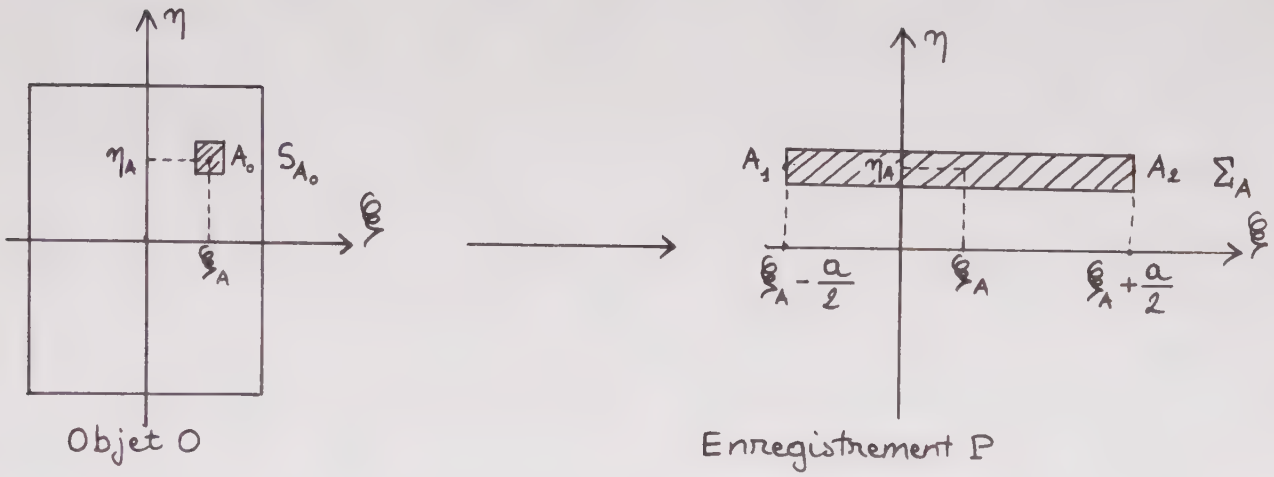


Fig. 4.8a

Fig. 4.8b

Cette surface Σ_A peut être considérée comme formée par une juxtaposition de surfaces élémentaires S_{PA} infiniment petites, identiques et dont la distribution d'intensité est égale à celle de S_{AO} soit O (ξ_A , η_A).

Lorsque l'image de P est à son tour formée sur l'émulsion de chlorure d'argent EC au moyen du prisme de Wollaston, la surface élementaire Σ_A de P est dédoublée dans la direction ξ en deux surfaces identiques Σ_{eoA} et Σ_{oeA} , perpendiculairement polarisées et latéralement décalées de la quantité ξ_o (Fig. 4.9).

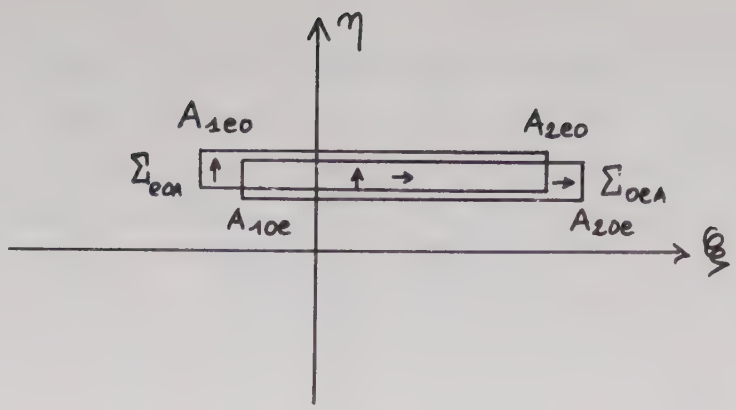


Fig. 4.9

On peut encore supposer que la distribution d'intensité en chaque point de Σ_{eoA} et Σ_{oeA} est une constante égale à O (ξ_A , η_A). La surface rectangulaire Σ_{eoA} est limitée par les points A_{1eo} et A_{2eo}, images ordinaires respectivement l'une de A_1 et l'autre de A_2. De la même manière, la surface rectangulaire Σ_{oeA} est limitée par les points A_{1oe} et A_{2oe}, images extraordinaires de A_1 et A_2. Ces deux surfaces ont une partie commune limitée par les points A_{1oe} et A_{2eo}. En tout point de cette partie commune, la vibration incidente est la composition de deux vibrations perpendiculaires incohérentes, l'une parallèle à l'axe des ξ (image oe) et l'autre parallèle à l'axe des η (image eo). Les deux vibrations ont la même intensité puisque tous les points de Σ_A sont identiques et par suite, la vibration lumineuse résultante est une vibration de lumière naturelle incapable d'induire une anisotropie dans l'émulsion de chlorured'argent.

Par contre, tous les points de l'émulsion de chlorure d'argent compris entre A_{1eo} et A_{1oe} sont éclairés par une vibration lumineuse d'intensité O (ξ_A, η_A) ne provenant que de l'image ordinaire Σ_{eoA}. Elle est polarisée parallèlement à l'axe ξ et induit une anisotropie dans l'émulsion caractérisée par un axe optique parallèle à l'axe des ξ. De la même manière, tous les points de l'émulsion situés entre A_{2oe} et A_{2eo} sont éclairés par une vibration lumineuse d'intensité O (ξ_A , η_A) polarisée parallèlement à l'axe des η et provenant de l'image extraordinaire Σ_{oeA} de Σ_A. L'anisotropie induite dans cette zone est donc caractérisée par un axe optique parallèle à l'axe des η.

A chacune des zones élémentaires A_o de l'objet initial O, correspondent donc deux zones élémentaires anisotropes sur l'émulsion de chlorure d'argent dont les axes induits respectifs sont perpendiculaires. Ces deux zones sont latéralement décalées de la distance a dans la direction ξ et donnent naissance, lorsque l'émulsion est observée entre polariseurs croisés, à deux images identiques de la zone élémentaire A_o de l'objet initial O. Après la pose, l'émulsion d'argent-chlorure d'argent résultante contient donc deux zones anisotropes dont les noircissements sont identiques mais dont les axes optiques sont perpendiculaires. Ces deux zones sont indiscernables lorsque l'émulsion est observée entre polariseurs croisés et l'on reconstitue alors deux images identiques de O latéralement décalées de a dans la direction ξ . Une rotation de l'analyseur à partir de sa position croisée avec le polariseur, crée un déséquilibre entre ces deux images ainsi que nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent: à l'une, on ajoute une distribution d'intensité constante et à l'autre on la retranche. Lorsque l'émulsion est éclairée en lumière blanche, l'une des images parait jaune pâle et l'autre prend une coloration violette très vive.

4.2.4. Résultats expérimentaux.

Nous avons effectué l'expérience précédente en utilisant un prisme de Wollaston en quartz caractérisé par un angle $\beta = 1°$ et une biréfringence $\Delta n = 9.10^{-3}$ pour la raie D. Dans les conditions expérimentales choisies, nous avons obtenu un décalage latéral des deux images de P dans le plan de l'émulsion de chlorure d'argent de l'ordre de 70 μ environ pratiquement indépendant de la longueur d'onde. L'objet P est représenté sur la photographie 4.10a. C'est l'image du chiffre "9" enregistrée avec un mouvement rectiligne uniforme de l'objectif pendant la pose. La photographie 4.10b représente les deux images de 9 reconstituées par l'enregistrement anisotrope de P observé entre deux polariseurs $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$. Il faut noter ici que le dichroïsme de l'émulsion est très faible (de l'ordre de 1°30' pour la longueur d'onde λ_J) puisque l'intensité de la vibration lumineuse inductrice est proportionnelle à ξ_o.
Dans ces conditions, les vibrations rectilignes émergeant de l'émulsion anisotrope sont très peu inclinées sur la direction de

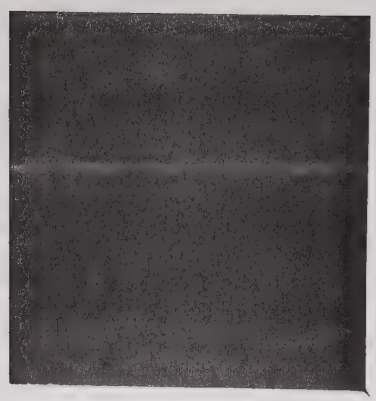


Figure 4.10 a

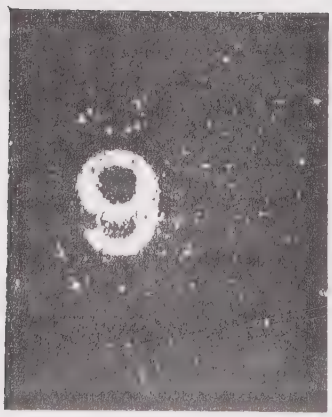


Figure 4.10 b

transmission du polariseur $\mathcal{P}$. La qualité des feuilles "polaroïd" dont nous disposons n'est pas suffisante pour assurer le croisement des polariseurs $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$ à un degré près et c'est pour cette raison que les deux images reconstituées n'ont pas la même intensité.

4.3. Amélioration de la netteté des hautes fréquences d'une photographie.

L'image à traiter est l'image floue O_F d'un objet O enregistré sur une émulsion photographique avec un défaut de mise au point. Ce sont les détails fins du signal O correspondant aux fréquences spatiales élevées qui sont les plus dégradés par le défaut de mise au point.

4.3.1. Principe de la méthode.

On forme l'image de l'objet O_F éclairé en lumière incohérente et non polarisée au moyen d'une lentille de quartz L_B taillée parallèlement à l'axe (Fig. 4.11).

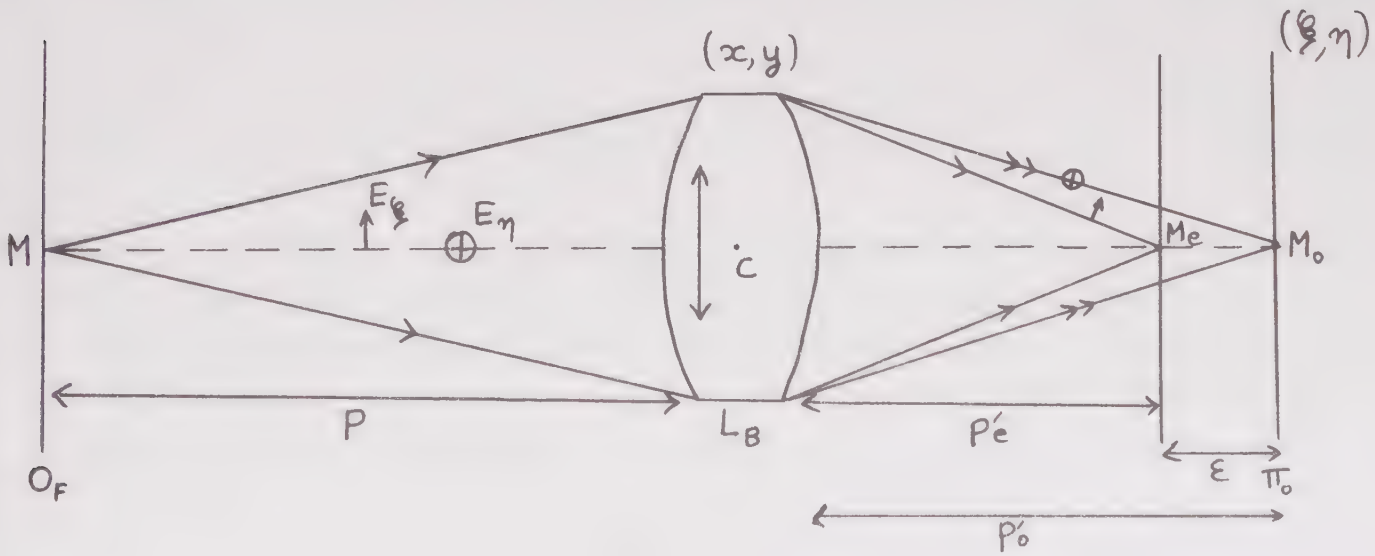


Fig. 4.11

Les indices de réfraction de la lentille L_B sont respectivement $n_e = n + \frac{\Delta n}{2}$ et $n_o = n - \frac{\Delta n}{2}$ pour les deux composantes incohérentes E_ξ et E_η de la vibration lumineuse incidente. Il en résulte que cette lentille donne d'un point quelconque M de l'objet P initial, deux images M_e et M_o longitudinalement décalées d'une distance ε et perpendiculairement polarisées. On obtient donc par ce procédé deux images incohérentes O_{fe} et O_{FO} de l'objet O_F situées dans deux plans parallèles π_e et π_o et dont les grandissements γ_o et γ_e sont différents. Une émulsion de chlorure d'argent enregistre la distribution d'intensité du plan π_o . Cette distribution d'intensité est engendrée par la superposition incohérente de la distribution d'intensité de l'image ordinaire de O_F , soit I_o et de la distribution d'intensité de l'image extraordinaire de O_F légèrement défocalisée, soit I'_e . Ces deux distributions d'intensité I_o et I'_e sont perpendiculairement polarisées et on sait que l'anisotropie induite dans l'émulsion ne dépend alors que de la valeur de leur différence $I_o - I'_e$.

Après la pose, l'émulsion de chlorure d'argent éclairée en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_J et observée entre polariseurs croisés, reconstitue la distribution d'intensité

$$\mathcal{J}_\perp = \left(\frac{K_{OR} - K_{EX}}{2}\right)^2 \left(I_o - I'_e\right)^2 \qquad (4.30)$$

Celle-ci est proportionnelle au carré de la différence des intensités entre une image de O_F et une autre image de O_F présentant un défaut de mise au point par rapport à la précédente. Les hautes fréquences de l'image de O_F se trouvent donc renforcées comme nous le démontrons dans le paragraphe suivant.

4.3.2. Formation des images ordinaire et extraordinaire de P en éclairage incohérent.

Dans ce qui suit, nous supposerons que la lentille L_B est une lentille mince et parfaite limitée par une ouverture circulaire de rayon R. Soit $p = MC$ la distance entre l'objet O_F et la lentille L_B et soient $p'_e = CM_e$ et $p'_o = CM_o$ les distances correspondantes des images extraordinaire et ordinaire.

De plus, on a entre les distances focales ordinaire f_o et extraordinaire f_e , la relation

$$\frac{f_o}{f_e} = \frac{n_e - 1}{n_o - 1} \tag{4.31}$$

Puisque le quartz est un cristal positif , n_e est supérieur à n_o et f_o est supérieur à f_e .
L'intensité de l'image ordinaire I_o est donnée par

$$I_o(\xi, \eta) = O_F(\xi, \eta) \otimes h_o(\xi, \eta) \tag{4.32}$$

où O_F (ξ , η) est la distribution d'intensité de l'objet O_F et où h_o (ξ , η) est la réponse impulsionnelle "ordinaire" de la lentille. De la même manière , l'intensité I'_e engendrée par l'image extraordinaire dans le plan de l'image ordinaire est égale à

$$I'_e(\xi, \eta) = O_F(\xi, \eta) \otimes h'_e(\xi, \eta) \tag{4.33}$$

où h'_e (ξ , η) représente cette fois-ci la réponse impulsionnelle "extraordinaire" de la lentille L_B avec le défaut de mise au point $\overline{M_e M_o}$. Par suite

$$I_o(\xi, \eta) - I'_e(\xi, \eta) = O_F(\xi, \eta) \otimes \left[h_o(\xi, \eta) - h'_e(\xi, \eta) \right] \tag{4.34}$$

si $P(x, y)$ représente la fonction égale à 1 à l'intérieur de l'ouverture circulaire limitant la lentille L_B et égale à zéro à l'extérieur de ce domaine , on a

$$h_o(\xi, \eta) = \left| \iint P(x,y)\, e^{-i \frac{2\pi}{\lambda p_o'} (\xi x + \eta y)} \, dx\, dy \right|^2 \tag{4.35}$$

et

$$h'_e(\xi, \eta) = \left| \iint P(x,y)\, e^{-i \frac{\pi}{\lambda} \frac{f_o - f_e}{f_o f_e} (x^2 + y^2)} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda p_o'} (\xi x + \eta y)} dx\, dy \right|^2 \tag{4.36}$$

La transformée de Fourier de l'expression (4.34) est définie par

$$\hat{I}_o(\mu, \nu) - \hat{I}'_e(\mu, \nu) = \hat{O}_F(\mu, \nu) \left[\mathcal{H}_o(\mu, \nu) - \mathcal{H}'_e(\mu, \nu) \right] \tag{4.37}$$

où les coordonnées (μ , ν) définissant les fréquences spatiales

de l'image de O_F et où $\mathcal{H}_o(\mu,\nu)$ et $\mathcal{H}_e'(\mu,\nu)$ représentent respectivement l'une, la fonction de transfert "ordinaire" de la lentille L_B et l'autre la fonction de transfert "extraordinaire" de la lentille L_B avec un défaut de mise au point.

Pour l'image ordinaire, la lentille L_B est une lentille parfaite. La fonction de transfert est donc définie par la fonction d'autocorrélation de la fonction P réelle, soit

$$\mathcal{H}_o(\mu,\nu) = \frac{\iint P\left(x+\frac{\lambda p_o'\mu}{2}, y+\frac{\lambda p_o'\nu}{2}\right) P\left(x-\frac{\lambda p_o'\mu}{2}, y-\frac{\lambda p_o'\nu}{2}\right) dx\,dy}{\iint P(x,y)\,dx\,dy} \quad (4.38)$$

Pour l'image extraordinaire, la lentille L_B présente un défaut de mise au point caractérisé par

$$\varepsilon = p_o' - p_e' = \frac{(f_o - f_e)\,p^2}{(p-f_o)(p-f_e)} \quad (4.39)$$

La fonction pupille de L_B est alors une fonction complexe définie par

$$\underset{\sim}{P}'(x,y) = P(x,y)\, e^{+i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta(x,y)} \quad (4.40)$$

où Δ (x , y) représente la différence de marche au point Q(x,y) de la pupille entre les surfaces d'onde sphériques centrées respectivement en M_e et M_o (fig. 4.12).

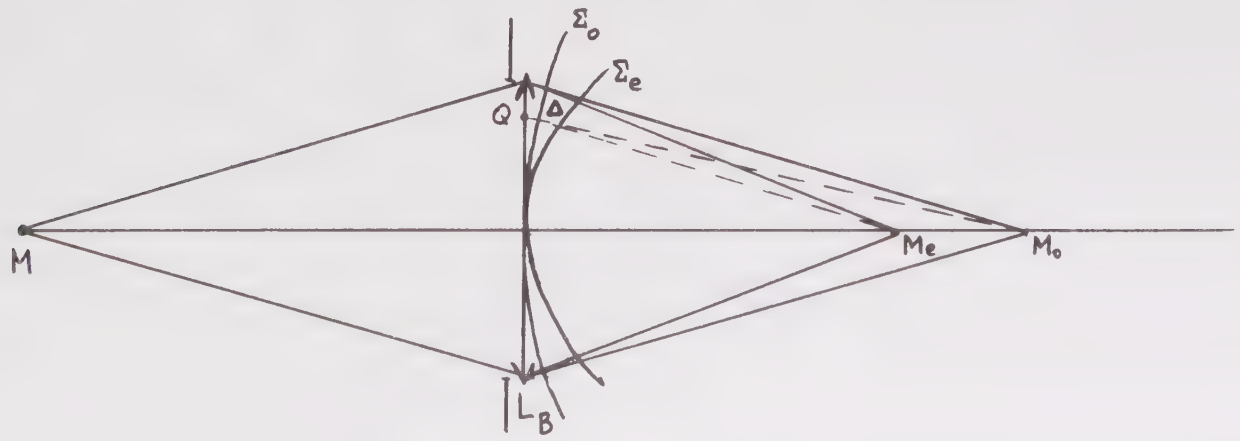


Fig . 4. 12

On a $$\Delta(x,y) = \frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{1}{p_e'} - \frac{1}{p_o'}\right) = \frac{x^2+y^2}{2}\left(\frac{f_o - f_e}{f_o f_e}\right) \quad (4.41)$$

Par suite

$$\mathcal{H}_e'(\mu,\nu) = \frac{\iint \underset{\sim}{P}'\left(x+\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y+\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) \underset{\sim}{P}'^{*}\left(x-\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y-\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) dx\,dy}{\iint \underset{\sim}{P}'(x,y)\,\underset{\sim}{P}'^{*}(x,y)\,dx\,dy}$$

$$= \frac{1}{\pi R^2} \iint P\left(x+\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y+\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) P\left(x-\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y-\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) e^{i2\pi \frac{p_0-p_k}{p_k} p_0'(\mu x+\nu y)} dx\,dy \qquad (4.42)$$

En représentant le défaut de mise au point par la valeur Δ_{MAX} de la différence de marche au bord de la lentille L_B , on obtient finalement

$$\mathcal{H}_e'(\mu,\nu) = \frac{1}{\pi R^2} \iint P\left(x+\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y+\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) P\left(x-\frac{\lambda p_0'\mu}{2}, y-\frac{\lambda p_0'\nu}{2}\right) \qquad (4.43)$$

$$e^{i4\pi \frac{\Delta_{MAX}}{R^2}(\mu x+\nu y)p_0'} dx\,dy$$

On peut dire que, dans l'expérience précédente , tout se passe comme si l'on avait formé sur l'émulsion de chlorure d'argent une seule image de l'objet O_F rectilignement polarisée , la lentille utilisée pour ce faire étant caractérisée par la fonction de transfert

$$\mathcal{H}(\mu,\nu) = \mathcal{H}_0(\mu,\nu) - \mathcal{H}_e'(\mu,\nu) \qquad (4.44)$$

La figure 4.13(a) représente approximativement les variations de $\mathcal{H}_0(\mu,\nu)$ pour l'objectif parfait en fonction de $\sqrt{\mu^2+\nu^2}$. La figure 4.13 (b) représente celles de $\mathcal{H}_e'(\mu,\nu)$ pour une valeur de Δ_{MAX} de l'ordre de λ . La différence de ces deux courbes (fig. 4.13 c) représente les variations de $\mathcal{H}(\mu,\nu)$.

Les très basses fréquences de l'objet O_F sont supprimées par la lentille équivalente au profit des hautes fréquences de celui-ci .
Il en résulte que les détails fins de O_F apparaissent avec un grand contraste .

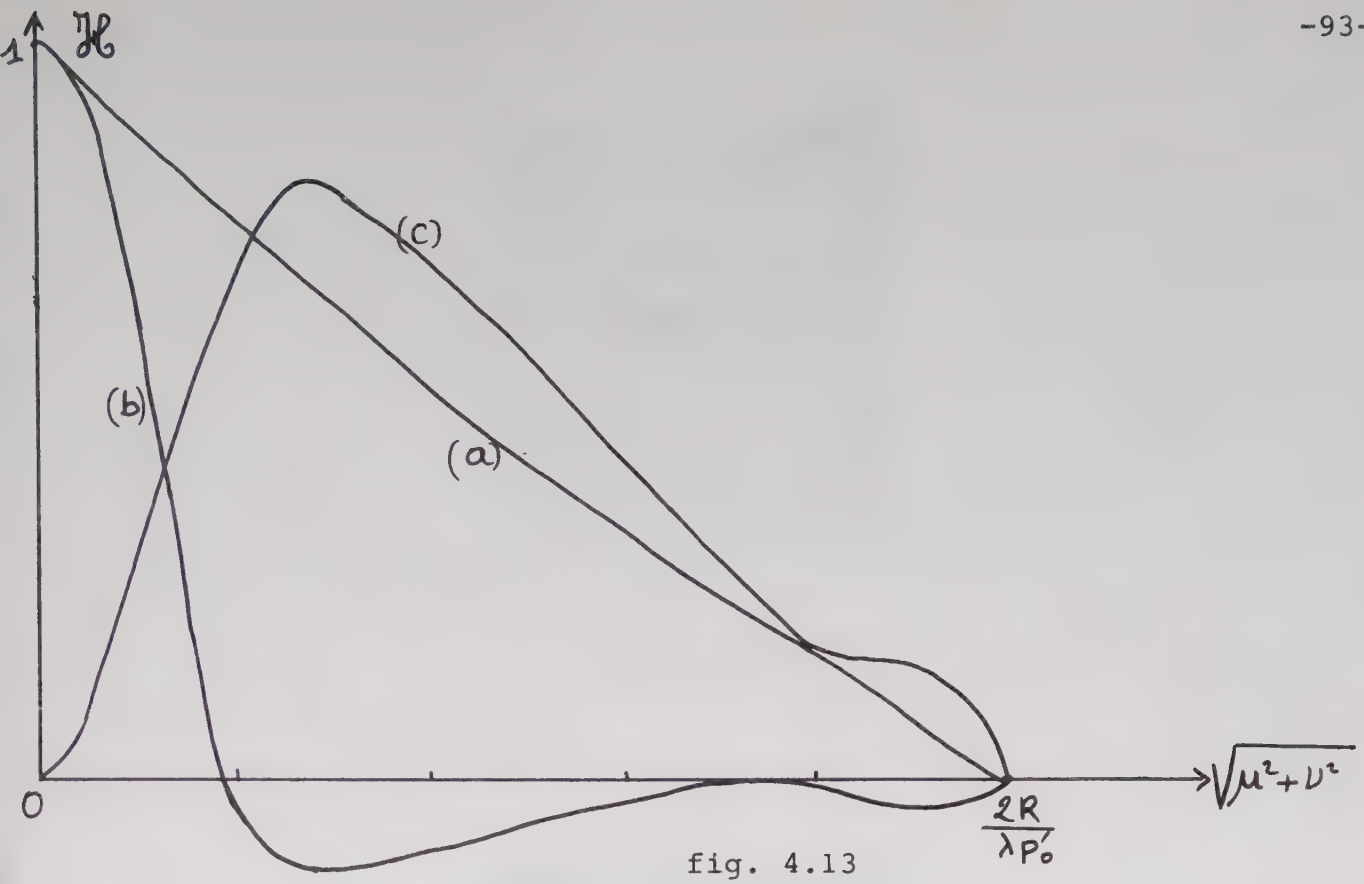


fig. 4.13

4-3-3 Résultats_expérimentaux

Nous avons enregistré sur une plaque photographique l'ombre géométrique de la figure 4.14 (a) dans un plan situé à 4 cm de celle-ci. L'image résultante O_F est représentée sur la figure 4.14(b). L'image finale , reconstruite par l'enregistrement anisotrope de O_F observée entre polariseurs croisés est représentée sur la figure 4.14c)

4 -4 Conclusion

Ces deux méthodes de traitement d'image utilisant l'effet Weigert se résument à un enregistrement photographique du signal à traiter sur une émulsion de chlorure d'argent puis à la reconstitution automatique du signal désiré en observant l'enregistrement anisotrope entre polariseurs croisés. La durée de l'enregistrement est longue car l'image obtenue est une image à noircissement direct. Cependant , ces méthodes présentent le grand avantage d'utiliser la lumière incohérente aussi spatialement que temporellement. De plus, le filtrage effectué est le croisement de deux polariseurs lors du processus de reconstitution. Il faut noter que la qualité de ces polariseurs est la principale limitation de ces méthodes car les dichroïsmes induits sont ici toujours très faibles.

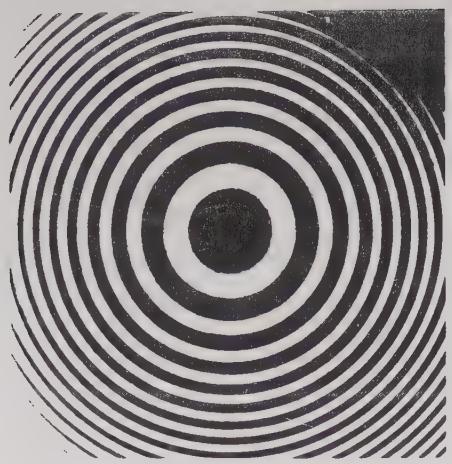


Figure 4.14 a

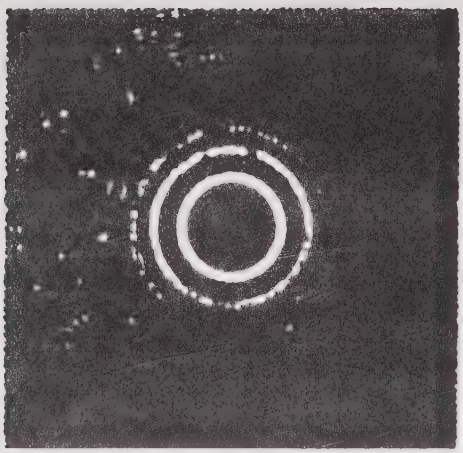


Figure 4.14 b

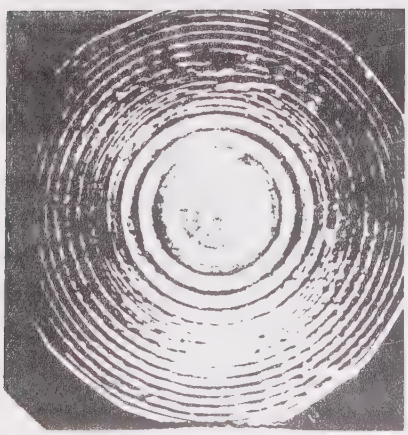


Figure 4. 14 c

CHAPITRE V - PSEUDOCOLORATION D'UN SIGNAL NOIR ET BLANC PAR EFFET WEIGERT

Dans les précédents chapitres , nous avons considéré uniquement le cas où l'émulsion photographique de chlorure d'argent subit une seule exposition sous l'action d'un faisceau de lumière blanche polychromatique rectilignement ou partiellement polarisée. Ce chapitre est consacré à la double exposition en lumière blanche rectilignement polarisée . L'émulsion de chlorure d'argent est éclairée successivement par deux distributions d'intensité rectilignement polarisées dont les directions de polarisation respectives sont perpendiculaires. Ce phénomène a déjà été étudié (19,20) dans le cas du blanchiment photolytique d'une émulsion de photochlorure d'argent par un faisceau de lumière monochromatique rectilignement polarisée. Il a été démontré que le dichroïsme induit dans l'émulsion lors de la première pose , diminue lorsque le temps de la seconde pose augmente et finit par s'inverser , l'axe optique de l'émulsion étant la direction de polarisation du faisceau lors de la première exposition. La figure 5.1. reproduit approximativement les courbes publiées dans la référence 20 et obtenues en éclairant une émulsion de photochlorure d'argent par un faisceau de lumière monochromatique de longueur d'onde λ = 5790 Å . La courbe n° 1 correspond à une seule exposition de 30' . Les courbes n° 2 , n° 3 et n° 4 correspondent à deux expositions successives avec des polarisations perpendiculaires et dont les temps de pose sont respectivement :

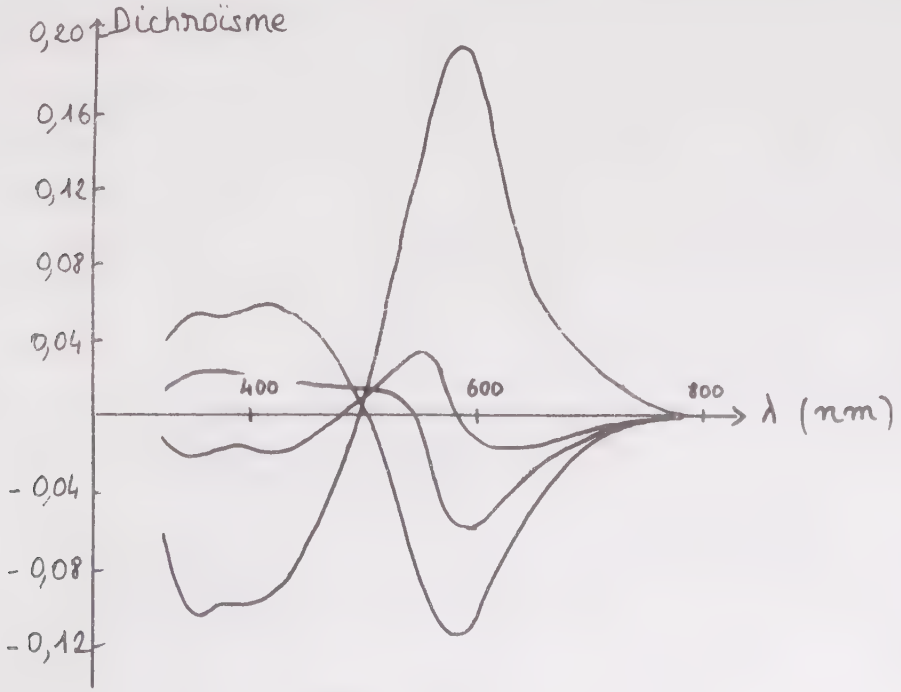


Fig. 5.1.

pour la courbe n° 2 : t_1 = 30' , t_2 = 15'
pour la courbe n° 3 : t_1 = 30' , t_2 = 30'
pour la courbe n° 4 : t_1 = 30' , t_2 = 60'

Nous avons entrepris cette étude à la suite de l'expérience suivante. Nous avons enregistré deux fois sur la même émulsion de chlorure d'argent , le même signal noir et blanc , d'intensité spatialement variable , éclairé en lumière blanche polychromatique rectilignement polarisé avec une rotation de 90° de la polarisation entre les deux poses . Lors du processus de reconstitution , l'enregistrement anisotrope est éclairé en lumière blanche et observé entre polariseurs croisés. Le signal original apparait alors en pseudocouleurs assez pâles qui deviennent beaucoup plus vives lorsque l'on tourne l'analyseur à partir de sa position croisée avec le polariseur. En changeant le temps de pose de chacune des deux expositions, on fait varier les pseudocouleurs de l'objet reconstitué.

Nous avons essayé tout d'abord de faire une étude spectrophotométrique complète du phénomène en enregistrant successivement sur l'émulsion de chlorure d'argent , deux distributions d'intensité uniformes avec des polarisations perpendiculaires et en faisant varier le temps de pose de la seconde exposition d'un échantillon à l'autre. Nous avons mesuré les densités induites par ces expositions dans la direction parallèle à l'axe optique et dans la direction perpendiculaire à celle-ci. Malheureusement , sur la centaine d'échantillons étudiés , nous n'avons pas réussi à obtenir des courbes suffisamment reproductibles pour pouvoir en induire avec certitude un modèle représentant l'évolution du noircissement anisotrope en fonction du temps de pose de chacune des expositions. Ceci est dû principalement au fait qu'il est très difficile d'obtenir des émulsions de chlorure d'argent identiques et ce , parce que les plaques vierges initiales 649 F ne sont déjà pas identiques. (Nous l'avons vérifié en faisant leur spectre d'absorption).

5-1 - Composition de l'émulsion de photochlorure d'argent après deux expositions uniformes

L'émulsion de chlorure d'argent est éclairée successivement par deux distributions d'intensité uniforme I_1 et I_2 dont les deux directions de polarisation respectives $\overrightarrow{O_x}$ et $\overrightarrow{O_y}$ sont per-

pendiculaires. Dans tout ce qui suivra , nous considérerons que l'axe optique induit , c'est à dire la ligne neutre extraordinaire, est parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ correspondant à la direction de polarisation du faisceau lors de la première exposition.

5-1-1 - Caractérisation de l'émulsion de photochlorure d'argent après la première exposition

L'émulsion de chlorure d'argent initiale contient N microcristaux de chlorure d'argent par unité de volume. D'après les résultats du chapitre III , nous admettrons que la partie bleue du faisceau incident d'intensité I_1 crée $\rho_1 N$ particules d'argent ellipsoïdales dont le grand axe est parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ et que celles-ci sont toutes cassées par les grandes longueurs d'onde , pour donner naissance à des ellipsoïdes dont le grand axe est parallèle à $\overrightarrow{Oy}$ (fig. 5.2).

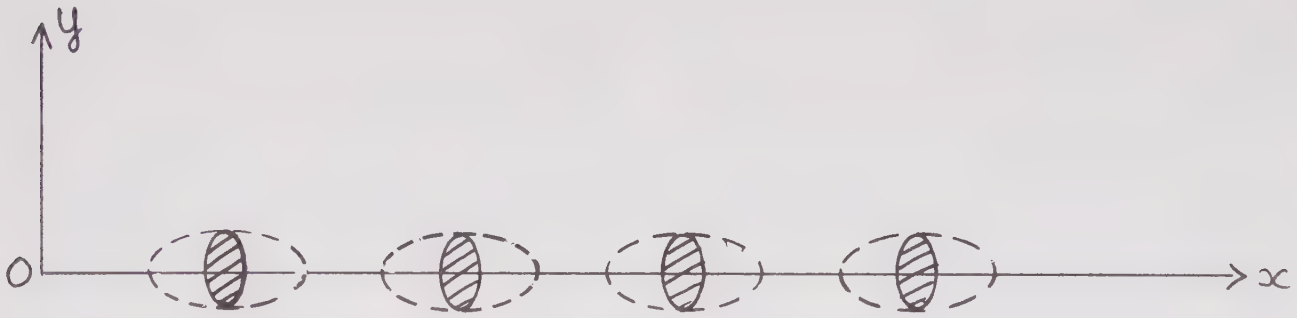


fig. 5.2

Une unité de volume de l'émulsion anisotrope résultant de la première exposition contient donc $\rho_1 N$ ($\rho_1 < 1$) particules d'argent elliptiques dont la polarisabilité complexe $[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}]$ est un tenseur donné par

$$[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}] = \begin{bmatrix} \underset{\sim}{\alpha}_{ce} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}_{co} \end{bmatrix} \qquad (5.1)$$

et (1 - ρ_1) N microcristaux de chlorure d'argent dont la polarisabilité $\underset{\sim}{\alpha}_a$ est un scalaire complexe.

5-1-2 - Action de la seconde exposition

Nous considérerons séparément l'action des courtes longueurs

d'onde constituant le faisceau d'intensité I_2 et celle des grandes longueurs d'onde.

Les courtes longueurs d'onde créent au sein des microcristaux de chlorure d'argent des particules ellipsoïdales d'argent (fig. 5.3) dont le grand axe est cette fois-ci parallèle à la direction $\overrightarrow{Oy}$.

fig. 5.3

dont la polarisabilité complexe $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$ est un tenseur donné par

$$[\underset{\sim}{\alpha}_B] = \begin{bmatrix} \underset{\sim}{\alpha}_{BE} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}_{Bo} \end{bmatrix} \qquad (5.2)$$

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre III , on peut admettre que l'ellipticité des particules d'argent crées par les courtes longueurs d'onde est faible , ce qui signifie que les ellipsoïdes de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}]$ engendrées par la première pose ont , dans la direction $\overrightarrow{Oy}$, une dimension qui n'est pas très différente de celle des ellipsoïdes de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$. C'est pourquoi nous pensons que les grandes longueurs d'onde du faisceau incident ont deux actions.

a) elles transforment une partie des ellipsoïdes précédents en particules ellipsoïdales dont le grand axe est parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ (fig. 5.4) et dont la polarisabilité complexe $[\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}]$ peut s'écrire

$$[\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}] = \begin{bmatrix} \underset{\sim}{\alpha}'_{ce} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}'_{co} \end{bmatrix} \qquad (5.3)$$

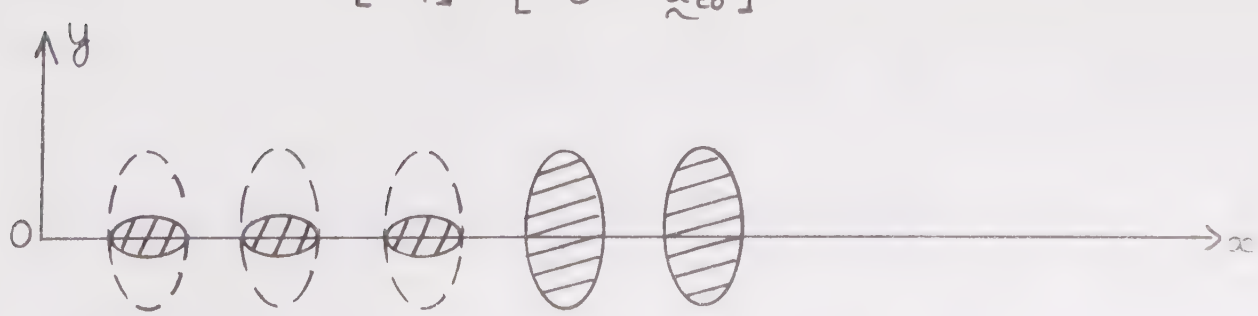


fig. 5.4

b) elles transforment , de plus , une partie des particules ellipsoïdales créées lors de la première exposition , en particules ellipsoïdales beaucoup plus petites (fig. 5.5) de faible ellipticité , dont le grand axe est parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ et dont la polarisabilité complexe $[\underset{\sim}{\alpha}'_B]$ est donnée par

$$[\underset{\sim}{\alpha}'_B] = \begin{bmatrix} \underset{\sim}{\alpha}'_{BE} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\alpha}'_{Bo} \end{bmatrix} \qquad (5.4)$$

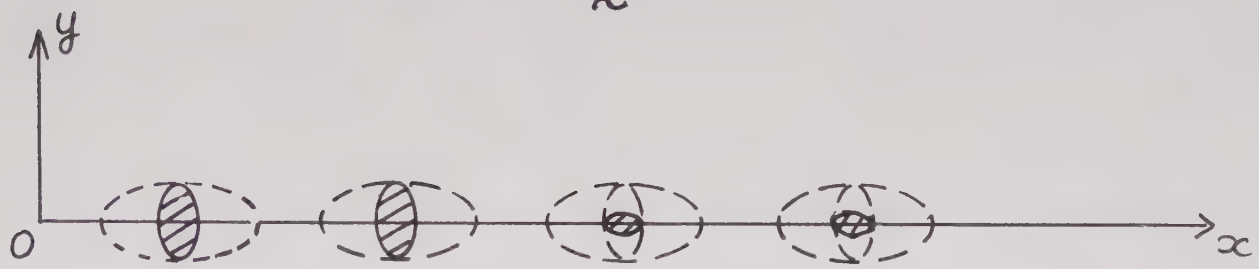


fig. 5.5

Nous admettrons que lors de la seconde exposition , les courtes longueurs d'onde engendrent $\rho_2 (1 - \rho_1)$ N ellipsoïdes d'argent ($\rho_2 < 1$) , de grand axe parallèle à $\overrightarrow{Oy}$ (fig. 5.3) et de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$ donnée par la formule 5.2) . Les grandes longueurs d'onde transforment une partie $c_2 \rho_2 (1 - \rho_1)$ N de ceux-ci en ellipsoïdes (fig. 5.4) de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}]$ donnée par l'expression (5.3) . De plus , elles transforment une partie $c'_2 \rho_1 \rho_2 N$ des ellipsoïdes engendrés lors de la première exposition , en ellipsoïdes de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_B]$ donnée par la formule (5.4).

Il en résulte qu'une unité de volume de l'émulsion anisotrope, contient après les deux expositions successives

$N(1 - \rho_1)(1 - \rho_2)$ microcristaux de chlorure d'argent isotropes de polarisabilité $\underset{\sim}{\alpha}_d$.

$N(1 - C'_2 \rho_2)$ ellipsoïdes d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}]$.

$C_2 (1 - \rho_1) \rho_2 N$ ellipsoïdes d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}]$.

$(1 - C_2)(1 - \rho_1) \rho_2 N$ ellipsoïdes d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$.

$C'_2 \rho_1 \rho_2 N$ ellipsoïdes d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_B]$.

5-2 - Calcul de la polarisation de l'émulsion anisotrope

L'émulsion anisotrope est éclairée après la pose par une onde plane monochromatique dont le champ électrique $\underset{\sim}{\vec{E}_0}$ varie sinusoï-

dalement avec le temps. La polarisation résultante du milieu est définie par l'expression

$$[\vec{\underset{\sim}{P}}] = N\varepsilon_g \Big\{ \rho_1 N (1 - c'_2\rho_2)[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}] + c_2\rho_2(1-\rho_1) N [\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}] \qquad (5.5)$$
$$+ \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2) N [\underset{\sim}{\alpha}_B] + c'_2\rho_1\rho_2 N[\underset{\sim}{\alpha}'_B] + N(1-\rho_1)(1-\rho_2)\underset{\sim}{a}_d \Big\} [\vec{\underset{\sim}{E}}_{loc}]$$

où ε_g est la constante diélectrique de la gélatine et où

$$[\vec{\underset{\sim}{E}}_{loc}] = \vec{\underset{\sim}{E}}_o + \frac{[\underset{\sim}{P}]}{3\varepsilon_g} \qquad (5.6)$$

est le champ électrique agissant sur chacune des particules du milieu et résultant de l'action du champ appliqué $\vec{\underset{\sim}{E}}_o$ et du champ créé par les autres particules. Comme dans le chapitre III, nous considérerons que les particules sont indépendantes les unes des autres et nous négligerons la contribution du champ $\frac{[\vec{\underset{\sim}{P}}]}{3\varepsilon_g}$. Dans ces conditions , les composantes de la polarisation suivant les lignes neutres $\vec{Ox}$ (extraordinaire) et $\vec{Oy}$ (ordinaire) de l'émulsion , sont données par

$$\underset{\sim}{P}_x = N\varepsilon_g \Big[\rho_1(1-c'_2\rho_2)\underset{\sim}{\alpha}_{CE} + c_2\rho_2(1-\rho_1)\underset{\sim}{\alpha}'_{CE} + \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)\underset{\sim}{\alpha}_{BE} \qquad (5.7\ a)$$
$$+ c'_2\rho_1\rho_2\underset{\sim}{\alpha}'_{BE} + (1-\rho_1)(1-\rho_2)\underset{\sim}{a}_d \Big] \underset{\sim}{E}_{ox}$$

$$\underset{\sim}{P}_y = N\varepsilon_g \Big[\rho_1(1-c'_2\rho_2)\underset{\sim}{\alpha}_{CO} + c_2\rho_2(1-\rho_1)\underset{\sim}{\alpha}'_{CO} + \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)\underset{\sim}{\alpha}_{BO} \qquad (5.7\ b)$$
$$+ c'_2\rho_1\rho_2\underset{\sim}{\alpha}'_{BO} + (1-\rho_1)(1-\rho_2)\underset{\sim}{a}_d \Big] \underset{\sim}{E}_{oy}$$

5- 3 - Constante diélectrique et indices de réfraction du milieu

La constante diélectrique du milieu anisotrope est un tenseur dont les directions principales sont $\vec{Ox}$ et $\vec{Oy}$ et qui est défini par

$$[\underset{\sim}{\varepsilon}] = \begin{bmatrix} \underset{\sim}{\varepsilon}_{EX} & 0 \\ 0 & \underset{\sim}{\varepsilon}_{OR} \end{bmatrix} \qquad (5.8)$$

De plus , on a

$$[\vec{\underset{\sim}{P}}] = \Big\{ [\underset{\sim}{\varepsilon}] - \varepsilon_g \Big\} \vec{\underset{\sim}{E}}_o \qquad (5.9)$$

Il en résulte que

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{EX} = \varepsilon_g \Big\{ 1 + N\Big[\rho_1(1-c'_2\rho_2)\underset{\sim}{\alpha}_{CE} + c_2\rho_2(1-\rho_1)\underset{\sim}{\alpha}'_{CE} + \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)\underset{\sim}{\alpha}_{BE} \qquad (5.10a)$$
$$+ c'_2\rho_1\rho_2\underset{\sim}{\alpha}'_{BE} + (1-\rho_1)(1-\rho_2)\underset{\sim}{a}_d \Big] \Big\}$$

$$\underset{\sim}{\varepsilon}_{OR} = \varepsilon_g \left\{ 1 + N \left[\rho_1 (1 - c'_2 \rho_2) \underset{\sim}{\alpha}_{CO} + c_2 \rho_2 (1 - \rho_1) \underset{\sim}{\alpha}'_{CO} + \rho_2 (1 - \rho_2)(1 - c_2) \underset{\sim}{\alpha}_{BO} + c'_2 \rho_1 \rho_2 \underset{\sim}{\alpha}'_{BO} + (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \underset{\sim}{a}_{cl} \right] \right\} \quad (5.10b)$$

De la même manière que dans le chapitre III , on peut supposer les seconds membres respectifs des expressions (5.10a) et 5.10b) suffisamment petits devant 1 pour pouvoir écrire

$$\underset{\sim}{n}_{EX} = n_g \left\{ 1 + \frac{N}{2} \left[\rho_1 (1 - c'_2 \rho_2) \underset{\sim}{\alpha}_{CE} + c_2 \rho_2 (1 - \rho_1) \underset{\sim}{\alpha}'_{CE} + \rho_2 (1 - \rho_1)(1 - c_2) \underset{\sim}{\alpha}_{BE} + c'_2 \rho_1 \rho_2 \underset{\sim}{\alpha}'_{BE} + (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \underset{\sim}{a}_{cl} \right] \right\} \quad (5.11a)$$

$$\underset{\sim}{n}_{OR} = n_g \left\{ 1 + \frac{N}{2} \left[\rho_1 (1 - c'_2 \rho_2) \underset{\sim}{\alpha}_{CO} + c_2 \rho_2 (1 - \rho_1) \underset{\sim}{\alpha}'_{CO} + \rho_2 (1 - \rho_1)(1 - c_2) \underset{\sim}{\alpha}_{BO} + c'_2 \rho_1 \rho_2 \underset{\sim}{\alpha}'_{BO} + (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \underset{\sim}{a}_{cl} \right] \right\} \quad (5.11b)$$

Par suite , en définissant comme précédemment , l'indice complexe de l'émulsion de chlorure d'argent par

$$\underset{\sim}{n}_{em} = n_g \left[1 + \frac{N}{2} \underset{\sim}{a}_{cl} \right] \quad (5.12)$$

on obtient

$$\underset{\sim}{n}_{EX} = \underset{\sim}{n}_{em} + n_g \frac{N}{2} \left[\rho_1 (\underset{\sim}{\alpha}_{CE} - \underset{\sim}{a}_{cl}) + \rho_2 (1 - \rho_1) (\underset{\sim}{\alpha}_{BE} - \underset{\sim}{a}_{cl}) + \rho_1 \rho_2 c'_2 (\underset{\sim}{\alpha}'_{BE} - \underset{\sim}{\alpha}_{CE}) + \rho_2 c_2 (1 - \rho_1) (\underset{\sim}{\alpha}'_{CE} - \underset{\sim}{\alpha}_{BE}) \right] \quad (5.13)$$

$$\underset{\sim}{n}_{OR} = \underset{\sim}{n}_{em} + n_g \frac{N}{2} \left[\rho_1 (\underset{\sim}{\alpha}_{CO} - \underset{\sim}{a}_{cl}) + \rho_2 (1 - \rho_1) (\underset{\sim}{\alpha}_{BO} - \underset{\sim}{a}_{cl}) + \rho_1 \rho_2 c'_2 (\underset{\sim}{\alpha}'_{BO} - \underset{\sim}{\alpha}_{CO}) + \rho_2 c_2 (1 - \rho_1) (\underset{\sim}{\alpha}'_{CO} - \underset{\sim}{\alpha}_{BO}) \right] \quad (5.14)$$

En posant

$$\underset{\sim}{\alpha}_{C_o^E} = \alpha_{C_o^E} - i\beta_{C_o^E} \quad ; \quad \underset{\sim}{\alpha}'_{C_o^E} = \alpha'_{C_o^E} - i\beta'_{C_o^E}$$
$$\underset{\sim}{\alpha}_{B_o^E} = \alpha_{B_o^E} - i\beta_{B_o^E} \quad ; \quad \underset{\sim}{\alpha}'_{B_o^E} = \alpha'_{B_o^E} - i\beta'_{B_o^E} \quad (5.15)$$

et $$\underset{\sim}{a}_{cl} = a_{cl} - i b_{cl}$$

on obtient , pour les indices de réfraction et les indices d'absorption de l'émulsion , les formules suivantes

$$\mu_{E_o} = \mu_{em} + n_g \frac{N}{2} \left[\rho_1 (\alpha_{C_o^E} - a_{cl}) + \rho_2 (1 - \rho_1) (\alpha_{B_o^E} - a_{cl}) + \rho_1 \rho_2 c'_2 (\alpha'_{B_o^E} - \alpha_{C_o^E}) + \rho_2 c_2 (1 - \rho_1) (\alpha'_{C_o^E} - \alpha_{B_o^E}) \right] \quad (5.16)$$

$$\chi_{E_0} = \chi_{em} + n_g \frac{N}{2}\left[\rho_1(\beta_{cE_0} - b_\alpha) + \rho_2(1-\rho_1)(\beta_{BE_0} - b_\alpha) + \rho_1\rho_2 c'_2(\beta'_{BE_0} - \beta_{cE_0}) + \rho_2 c_2(1-\rho_1)(\beta'_{cE_0} - \beta_{BE_0})\right] \quad (5.17)$$

5-3-1 - Biréfringence nulle

On voit , d'après les formules (5.16) que la biréfringence du milieu est nulle pour

$$\rho_1(\alpha_{cE} - \alpha_{cO}) + \rho_2(1-\rho_1)(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) + \rho_1\rho_2 c'_2(\alpha'_{BE} - \alpha'_{BO}) - \rho_1\rho_2 c'_2(\alpha_{cE} - \alpha_{cO}) + \rho_2 c_2(1-\rho_1)(\alpha'_{cE} - \alpha'_{cO}) - \rho_2 c_2(1-\rho_1)(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) = 0 \quad (5.18)$$

Il est tout à fait logique de supposer que les particules ellipsoïdales de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_{cp}]$ et $[\alpha'_{cp}]$ sont identiques à une rotation de 90° près. Dans ces conditions , on a

$$\alpha_{cE} = \alpha'_{cO} \quad ; \quad \alpha_{cO} = \alpha'_{cE} \quad (5.19)$$

Par suite , on peut mettre l'équation (5.18) sous la forme

$$\left\{\rho_1 - \rho_2\left[c_2(1-\rho_1) + \rho_1 c'_2\right]\right\}(\alpha_{cO} - \alpha_{cE}) = \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) + \rho_1\rho_2 c'_2(\alpha'_{BE} - \alpha'_{BO}) \quad (5.20)$$

Tous les coefficients α de l'expression précédente sont dépendants de la longueur λ de la vibration lumineuse $\vec{\underset{\sim}{E}}_O$. Par suite la biréfringence de l'émulsion est nulle si ρ_1 et ρ_2 ont des valeurs telles que λ soit solution de l'équation (5.20).

5-3-2 - Dichroïsme nul

On a , de la même manière

$$\beta_{cE} = \beta'_{cO} \quad ; \quad \beta_{cO} = \beta'_{cE} \quad (5.21)$$

et le dichroïsme de l'émulsion est nul si ρ_1 et ρ_2 sont tels que λ soit solution de l'équation

$$\left\{\rho_1 - \rho_2\left[c_2(1-\rho_1) + c'_2\rho_1\right]\right\}(\beta_{cO} - \beta_{cE}) = \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)(\beta_{BE} - \beta_{BO}) + \rho_1\rho_2 c'_2(\beta'_{BE} - \beta'_{BO}) \quad (5.22)$$

Les coefficients α et β ne varient pas de la même manière en fonction de la longueur d'onde . Il en résulte que si le dichroïsme (ou la biréfringence) de l'émulsion est nul pour λ , la biréfringence (ou le dichroïsme) de celle-ci ne peut être nulle.

5-3-3- Discussion

Les équations (5.20) et (5.22) montrent que les valeurs des longueurs d'onde λ_{bi} et λ_{di} pour lesquelles la biréfringence et le dichroïsme de l'émulsion anisotrope sont égaux à zéro , dépendent du nombre de particules d'argent ellipsoïdales de chaque sorte existant dans l'émulsion , c'est à dire des intensités I_1 et I_2 enregistrées par celle-ci au cours des deux expositions.

a) si $\rho_2 = 0$, c'est à dire si $I_2 = 0$, les équations (5.20) et (5.22) se ramènent respectivement à

$$\alpha_{co} - \alpha_{ce} = 0 \quad ; \quad \beta_{co} - \beta_{ce} = 0 \tag{5.23}$$

On retrouve bien le cas d'une seule pose où λ_{bi} et λ_{di} sont indépendantes de la valeur de l'intensité I_1 enregistrée par l'émulsion de chlorure d'argent.

b) si l'on suppose que les ellipsoïdes engendrés par la partie bleue du faisceau lors de la seconde exposition , sont tous transformés en ellipsoïdes de polarisabilité $[\alpha'_{cp}]$, on a $C_2 = 1$ et $C'_2 = 0$. L'émulsion résultante ne contient alors que deux types de particules d'argent identiques.
   - ρ_1 d'entre elles dues à la première exposition , ont leur grand axe parallèle à l'axe $\overrightarrow{Oy}$.
   - les $\rho_2 (1 - \rho_1)$ restantes , dues à la seconde exposition, ont leur grand axe parallèle à l'axe $\overrightarrow{Ox}$.

Dans ces conditions , les équations donnant les valeurs des longueurs d'onde correspondant respectivement l'une à la biréfringence nulle et l'autre au dichroïsme nul sont

$$\left[\rho_1 - \rho_2(1-\rho_1)\right](\alpha_{co} - \alpha_{ce}) = 0 \tag{5.24}$$

$$\left[\rho_1 - \rho_2(1-\rho_1)\right](\beta_{co} - \beta_{ce}) = 0 \tag{5.25}$$

Ces deux équations sont vérifiées simultanément , quelle que soit la valeur de λ , pour

$$\rho_2 = \frac{\rho_1}{1-\rho_1} \tag{5.26}$$

L'émulsion est alors isotrope puisque sa biréfringence et son dichroïsme sont simultanément nuls. Il est à noter que nous n'avons jamais observé ceci expérimentalement.
Ces deux équations ont également pour solutions respectives

- la longueur d'onde λ_{bi} pour laquelle $\alpha_{co} = \alpha_{ce}$

  et correspondant à la biréfringence nulle ,
- la longueur d'onde λ_{di} pour laquelle $\beta_{co} = \beta_{ce}$

  et correspondant au dichroïsme nul.

Dans ce cas, λ_{di} et λ_{bi} sont indépendants de I_1 et de I_2 . Elles sont respectivement les mêmes que celles obtenues dans le cas d'une seule exposition. Ceci ne correspond pas non plus à nos observations expérimentales.

c) Lorsque la seconde exposition se prolonge , on peut admettre que toutes les particules correspondant à la première exposition finissent par être transformées en particules de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_B]$. Les ellipsoïdes de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$ sont alors cassés dès leur création par les grandes longueurs d'onde de la seconde exposition et l'émulsion anisotrope résultante se compose alors de

$N(1-\rho_1)(1-\rho_2)$ microcristaux de chlorure d'argent de polarisabilité $\underset{\sim}{\alpha}_{cl}$.

$\rho_2 C_2 (1-\rho_1) N$ particules ellipsoïdales d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_{cp}]$.

$(1-C_2)(1-\rho_1)\rho_2 N$ particules ellipsoïdales d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}_B]$.

$\rho_1 N$ particules ellipsoïdales d'argent de polarisabilité $[\underset{\sim}{\alpha}'_B]$,

et C_2 est voisin de 1 .

Les longueurs d'onde λ_{di} et λ_{bi} sont alors définies par les deux équations

$$\rho_2 C_2 (1-\rho_1)(\alpha_{ce} - \alpha_{co}) = \rho_2 (1-\rho_1)(1-C_2)(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) + \rho_1 (\alpha'_{BE} - \alpha'_{BO}) \quad (5.27)$$

$$\rho_2 C_2 (1-\rho_1)(\beta_{ce} - \beta_{co}) = \rho_2 (1-\rho_1)(1-C_2)(\beta_{BE} - \beta_{BO}) + \rho_1 (\beta'_{BE} - \beta'_{BO}) \quad (5.28)$$

Pour C_2 voisin de 1 et ρ_1 très inférieur à ρ_2 , on peut écrire

$$\rho_2 C_2 (\alpha_{ce} - \alpha_{co}) = 0 \quad (5.29)$$

$$\rho_2 C_2 (\beta_{ce} - \beta_{co}) = 0 \quad (5.30)$$

Tout se passe pratiquement comme si l'émulsion n'avait enregistré que la distribution d'intensité I_2 de la seconde exposition. λ_{bi} et λ_{di} sont alors indépendantes de ρ_1 et de ρ_2 comme

dans le cas d'une seule exposition. Si l'axe optique de l'émulsion est défini par la direction de la polarisation lors de la première exposition, le dichroïsme est inversé. (L'émulsion absorbe plus les grandes longueurs d'onde polarisées parallèlement à son axe optique induit).

5-4 - Réponse en amplitude de l'émulsion anisotrope doublement exposée

Soient $\underset{\sim}{\tau}_{EX}$ et $\underset{\sim}{\tau}_{OR}$ les transparences en amplitude de l'émulsion anisotrope , respectivement l'une dans la direction de l'axe induit et l'autre dans la direction perpendiculaire. L'émulsion d'épaisseur d est éclairée par une vibration rectiligne de lumière monochromatique de longueur d'onde λ et d'amplitude unité. On a :

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\underset{\sim}{n}_{EX}d} \qquad (a) \qquad (5.31)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\underset{\sim}{n}_{OR}d} \qquad (b)$$

où $\underset{\sim}{n}_{EX}$ et $\underset{\sim}{n}_{OR}$ sont donnés respectivement par les expressions (5.13) et (5.14).

De la même manière que dans le chapitre III et à un facteur de phase constant près , on peut écrire

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = \tau_{em}\exp\Big[-\frac{2\pi}{\lambda}n_g\frac{N}{2}d\Big(\rho_1(\beta_{CE}-b_{Cl})+\rho_2(1-\rho_1)(\beta_{BE}-b_{Cl}) + \rho_1\rho_2 c'_2(\beta'_{BE}-\beta_{CE})+\rho_2 c_2(1-\rho_1)(\beta_{CO}-\beta_{BE})\Big)\Big] \qquad (5.32)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\,e^{i\Phi(\lambda,\rho_1,\rho_2)}\exp\Big[-\frac{2\pi}{\lambda}n_g\frac{N}{2}d\Big(\rho_1(\beta_{CO}-b_{Cl})+\rho_2(1-\rho_1)(\beta_{BO}-b_{Cl}) + \rho_1\rho_2 c'_2(\beta'_{BO}-\beta_{CO})+\rho_2 c_2(1-\rho_1)(\beta_{CE}-\beta_{BO})\Big)\Big] \qquad (5.33)$$

avec

$$\Phi(\lambda,\rho_1,\rho_2) = \frac{2\pi}{\lambda}n_g d\frac{N}{2}\Big\{\big[\rho_1-\rho_1\rho_2 c'_2-\rho_2 c_2(1-\rho_1)\big](\alpha_{CE}-\alpha_{CO}) + \rho_2(1-\rho_1)(1-c_2)(\alpha_{BE}-\alpha_{BO})+\rho_1\rho_2 c'_2(\alpha'_{BE}-\alpha'_{BO})\Big\} \qquad (5.34)$$

Le noircissement de l'émulsion est un phénomène de noircissement direct et on peut admettre , en première approximation , que le nombre de particules créées est toujours petit devant le nombre total N de microcristaux de chlorure d'argent par unité de volume. D'autre part , la partie réelle comme la partie imaginaire

des polarisabilités complexes des particules est toujours proportionnelle à leur volume c'est à dire extrèmement petite. Il en résulte que l'on peut faire un développement des exponentielles réelles des expressions (5.32) et (5.33) limité à l'ordre 1 en prenant comme infiniment petit les différences des parties imaginaires des polarisabilités complexes. Par suite

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = \tau_{em}\left\{1 - \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\left[(\beta_{CE} - b_{ol})\rho_1 + \rho_2\left[(\beta_{BE} - b_{ol}) + c_2(\beta_{CO} - \beta_{BE})\right]\right.\right.$$
$$\left.\left. + \rho_1\rho_2\left[c_2'(\beta'_{BE} - \beta_{CE}) - (\beta_{BE} - b_{ol}) - c_2(\beta_{CO} - \beta_{BE})\right]\right]\right\} \quad (5.35)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\, e^{i\Phi(\lambda,\rho_1,\rho_2)}\left\{1 - \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\left[\rho_1(\beta_{CO} - b_{ol}) + \rho_2\left[(\beta_{BO} - b_{ol}) + c_2(\beta_{CE} - \beta_{BO})\right]\right.\right.$$
$$\left.\left. + \rho_1\rho_2\left[c_2'(\beta'_{BO} - \beta_{CO}) - (\beta_{BO} - b_{ol}) - c_2(\beta_{CE} - \beta_{BO})\right]\right]\right\} \quad (5.36)$$

Nous admettrons sans démonstration que ρ_1 et ρ_2 varient linéairement en fonction des intensités I_1 et I_2 suivant la loi

$$\rho = A\,I \quad (5.37)$$

où A est une constante.
On obtient donc finalement , en fonction des intensités I_1 et I_2

$$\underset{\sim}{\tau}_{EX} = \tau_{em}\left\{1 - K_{1E} I_1 - K_{2E} I_2 - K'_E I_1 I_2\right\} \quad (5.38)$$

$$\underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\left\{1 - K_{1O} I_1 - K_{2O} I_2 - K'_O I_1 I_2\right\} e^{i\Phi(\lambda, I_1, I_2)} \quad (5.39)$$

où
$$K_{1E} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A\,(\beta_{CE} - b_{ol}) \quad (a)$$

$$K_{1O} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A\,(\beta_{CO} - b_{ol}) \quad (b)$$

$$K_{2E} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A\left[(\beta_{BE} - b_{ol}) + c_2(\beta_{CO} - \beta_{BE})\right] \quad (c)$$

$$K_{2O} = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A\left[(\beta_{BO} - b_{ol}) + c_2(\beta_{CE} - \beta_{BO})\right] \quad (d)$$

(5.40)

$$K'_E = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A^2\left[c_2'(\beta'_{BE} - \beta_{CE}) - (\beta_{BE} - b_{ol}) - c_2(\beta_{CO} - \beta_{BE})\right] \quad (e)$$

$$K'_O = \frac{2\pi}{\lambda} n_g \frac{N}{2} d\,A^2\left[c_2'(\beta'_{BO} - \beta_{CO}) - (\beta_{BO} - b_{ol}) - c_2(\beta_{CE} - \beta_{BO})\right] \quad (f)$$

et $\Phi(\lambda, I_1, I_2) = \frac{2\pi}{\lambda} d n_g \frac{N}{2} A \left\{ I_1 (\alpha_{CE} - \alpha_{CO}) + I_2 \left[(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) + C_2 (\beta \alpha_{CO} - \alpha_{CE} + \alpha_{BO} - \alpha_{BE}) \right] + A I_1 I_2 \left[C'_2 (\alpha'_{BE} - \alpha'_{BO} + \alpha_{CO} - \alpha_{CE}) - (\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) - C_2 (\alpha_{CO} - \alpha_{CE} + \alpha_{BO} - \alpha_{BE}) \right] \right\}$

Les coefficients K_{1E} , K_{1O} , K_{2E}, K_{2O}, K'_E et K'_O ne sont fonctions que de la longueur d'onde λ en supposant que C_2 et C'_2 sont des constantes.

Les longueurs d'onde λ_{bi} et λ_{di} correspondant respectivement l'une à la biréfringence nulle et l'autre au dichroïsme nul sont alors définies par les équations

$$I_1 (\alpha_{CE} - \alpha_{CO}) + I_2 \left[(\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) + C_2 (\alpha_{CO} - \alpha_{CE} + \alpha_{BO} - \alpha_{BE}) \right] = A I_1 I_2 \left[C_2 (\alpha_{CO} - \alpha_{CE} + \alpha_{BO} - \alpha_{BE}) + (\alpha_{BE} - \alpha_{BO}) - C'_2 (\alpha'_{BE} - \alpha'_{BO} + \alpha_{CO} - \alpha_{CE}) \right] \quad (5.41)$$

et

$$K_{1E}(\lambda_{di}) I_1 + K_{2E}(\lambda_{di}) I_2 + K'_E(\lambda_{di}) I_1 I_2 = K_{1O}(\lambda_{di}) I_1 + K_{2O}(\lambda_{di}) I_2 + K'_O(\lambda_{di}) I_1 I_2 \quad (5.42)$$

Elles sont fonctions des valeurs de I_1 et de I_2 .

5-5 - Observation d'un signal enregistré deux fois sur une émulsion de chlorure d'argent

5-5-1 - Enregistrement du signal

Soit un signal S achromatique de distribution d'intensité $I(\xi, \eta)$ spatialement variable. S , éclairé par un faisceau de lumière blanche polychromatique , rectilignement polarisée , est enregistré deux fois sur une émulsion de chlorure d'argent. La direction de la vibration lumineuse lors de la première exposition est $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$ (perpendiculaire à $\overrightarrow{Ox}$) est la direction de celle-ci lors de la seconde pose. Les temps de pose des deux expositions sont différents , si bien que tout se passe comme si l'intensité enregistrée par l'émulsion lors de la première pose était égale à

$$I_1(\xi, \eta) = t_1 I(\xi, \eta) \quad (5.43)$$

et celle enregistrée lors de la seconde pose à

$$I_2(\xi,\eta) = t_2\, I(\xi,\eta) \qquad (5.44)$$

5-5-2 - Reconstitution du signal en lumière monochromatique

Après les deux expositions successives , l'émulsion anisotrope est éclairée par un faisceau parallèle de lumière monochromatique et placéeentre deux polariseurs $\mathcal{P}$ et $\mathcal{A}$. La direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ est inclinée à $-45°$ sur la direction $\overrightarrow{Ox}$ définie comme la direction de l'axe optique induit. La direction de transmission de l'analyseur $\mathcal{A}$ est inclinée d'un angle β sur celle du polariseur $\mathcal{P}$ (fig. 5.6).

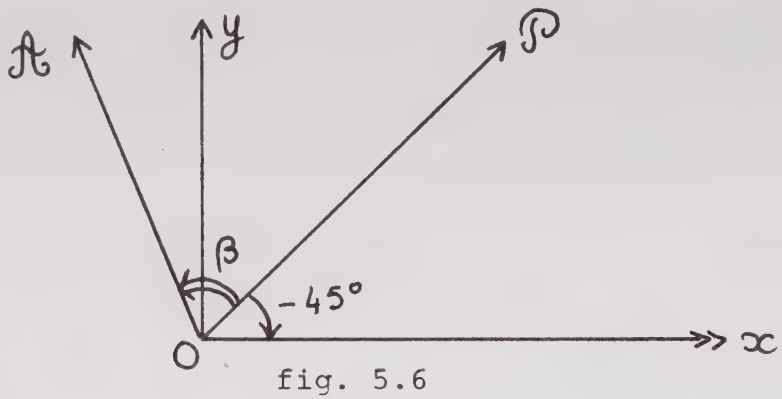


fig. 5.6

Dans ces conditions , l'amplitude lumineuse émergeant de l'analyseur $\mathcal{A}$ est égale à

$$u_\beta(\xi,\eta) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{ \underset{\sim}{\tau}_{EX} \cos\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right) + \underset{\sim}{\tau}_{OR} \sin\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right)\right\} \qquad (5.45)$$

et l'intensité correspondante est donnée par

$$I_\beta(\xi,\eta) = \frac{1}{2}\left\{\left[|\underset{\sim}{\tau}_{EX}|\cos\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right)+|\underset{\sim}{\tau}_{OR}|\sin\left(\beta+\frac{\pi}{4}\right)\right]^2 - 2|\underset{\sim}{\tau}_{EX}\,\underset{\sim}{\tau}_{OR}|\sin\left(2\beta+\frac{\pi}{2}\right)\sin^2\frac{\Phi}{2}\right\} \qquad (5.46)$$

$$= 2\,\tilde{\tau}_{em}^2\left\{\left[\cos\beta\left\{1-\left(\frac{K_{1E}+K_{10}}{2}\right)t_1 I(\xi,\eta) - \frac{K_{10}+K_{1E}}{2}\,t_2 I(\xi,\eta) - \frac{K'_E+K'_0}{2}\,t_1 t_2 I^2(\xi,\eta)\right\}\right.\right.$$

$$\left.\left. + \sin\beta\left\{\frac{K_{1E}-K_{10}}{2}\,t_1 I(\xi,\eta) + \frac{K_{2E}-K_{20}}{2}\,t_2 I(\xi,\eta) + \frac{K'_E-K'_0}{2}\,t_1 t_2 I^2(\xi,\eta)\right\}\right]^2 \qquad (5.47)$$

$$- 2\left(1-K_{1E}t_1 I(\xi,\eta) - K_{2E}t_2 I(\xi,\eta) - K'_E t_1 t_2 I^2(\xi,\eta)\right)\left(1-K_{10}t_1 I(\xi,\eta) - K_{20}t_2 I(\xi,\eta)\right.$$

$$\left. - K'_0 t_1 t_2 I^2(\xi,\eta)\right)\cos 2\beta \sin^2\frac{\Phi}{2}\Big\}$$

Lorsque les polariseurs sont croisés , le point de coordonnées (ξ,η) du signal original S est reconstitué avec une intensité

$$\mathcal{J}_{\frac{\pi}{2}}(\xi,\eta)=\frac{\tau_{em}^2}{2}\Big\{I^2(\xi,\eta)\Big[\frac{K_{1E}-K_{10}}{2}t_1+\frac{K_{2E}-K_{20}}{2}t_2+\frac{K'_E-K'_0}{2}t_1t_2\,I(\xi,\eta)\Big]^2$$
$$+2\sin^2\frac{\Phi}{2}\big(1-K_{1E}t_1I(\xi,\eta)-K_{2E}t_2I(\xi,\eta)-K'_Et_1t_2I^2(\xi,\eta)\big)\big(1-K_{10}t_1I(\xi,\eta)-K_{20}t_2I(\xi,\eta)$$
$$-K'_0t_1t_2I^2(\xi,\eta)\big)\Big\} \qquad (5.48)$$

Ce même point (ξ,η) est reconstitué avec l'intensité

$$\mathcal{J}_{\beta_0}(\xi,\eta)=-\tau_{em}^2\sin^2\frac{\Phi}{2}\big[1-K_{1E}t_1I(\xi,\eta)-K_{2E}t_2I(\xi,\eta)-K'_Et_1t_2I^2(\xi,\eta)\big] \qquad (5.49)$$
$$\big[1-K_{10}t_1I(\xi,\eta)-K_{20}t_2I(\xi,\eta)-K'_0t_1t_2I^2(\xi,\eta)\big]\cos 2\beta_0$$

Lorsque la direction de transmission de l'analyseur est inclinée sur celle du polariseur de l'angle β_0 défini par

$$\operatorname{tg}\beta_0=-\frac{1-\frac{K_{1E}+K_{10}}{2}I(\xi,\eta)t_1-\frac{K_{2E}+K_{20}}{2}I(\xi,\eta)t_2-\frac{K'_E+K'_0}{2}I^2(\xi,\eta)t_1t_2}{\frac{K_{1E}-K_{10}}{2}I(\xi,\eta)t_1+\frac{K_{2E}-K_{20}}{2}I(\xi,\eta)t_2+\frac{K'_E-K'_0}{2}I^2(\xi,\eta)t_1t_2} \qquad (5.50)$$

avec

$$\Phi(\xi,\eta,\lambda)=\frac{2\pi}{\lambda}d\eta_g\frac{N}{2}AI(\xi,\eta)\Big\{(\alpha_{cE}-\alpha_{c0})(t_1-t_2c_2)+(\alpha_{BE}-\alpha_{B0})t_2(1-c_2)$$
$$+t_1t_2AI(\xi,\eta)\big[(c_2-c'_2)(\alpha_{cE}-\alpha_{c0})-(1-c_2)(\alpha_{BE}-\alpha_{B0})+c'_2(\alpha'_{BE}-\alpha'_{B0})\big]\Big\} \qquad (5.51)$$

La longueur d'onde λ_{bi} pour laquelle la biréfringence de l'émulsion est nulle au point (ξ,η) est la solution de l'équation

$$\Phi(\xi,\eta,\lambda_{bi})=0 \qquad (5.52)$$

Elle dépend de la valeur de l'intensité $I(\xi,\eta)$ au point (ξ,η) correspondant du signal et par conséquent, elle varie d'un point à l'autre de l'émulsion.

De la même manière, la longueur d'onde λ_{bi} pour laquelle le dichroïsme de l'émulsion est nul au point (ξ,η) est la solution de l'équation

$$K_{1E}t_1+K_{2E}t_2+K'_EI(\xi,\eta)t_1t_2=K_{10}t_1+K_{20}t_2+K'_0I(\xi,\eta)t_1t_2 \qquad (5.53)$$
$$=K\big[t_1,t_2,\lambda_{di},I(\xi,\eta)\big]$$

Elle varie également d'un point à l'autre de l'émulsion puisqu'elle est une fonction de $I(\xi,\eta)$.

a) Cas où la longueur d'onde λ utilisée lors de la reconstitution est celle pour laquelle le dichroïsme est nul au point (ξ,η).

La vibration lumineuse émergeant de l'émulsion anisotrope au point (ξ,η) est une vibration elliptique dont le grand axe est parallèle à la direction de transmission du polariseur (fig. 5.7). Entre polariseurs croisés, ce point est donc reconstitué avec

l'intensité $J_1(\xi,\eta) = \tau_{em}^2 \sin^2 \frac{\Phi(\lambda_{di}, I(\xi,\eta))}{2} \left[1 - K(t_1, t_2, \lambda_{di}, I(\xi,\eta))\right.$
$\left. I(\xi,\eta)\right]^2$ (5.54)

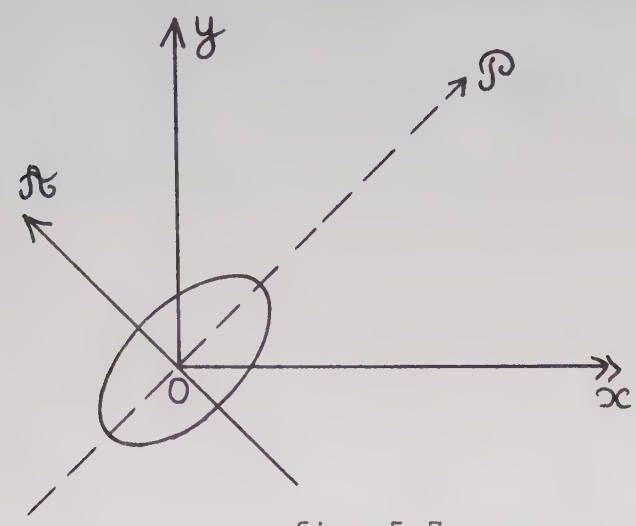


fig. 5.7

Les autres points du signal S correspondant à une intensité différente de I (ξ , η) sont reconstitués avec une intensité donnée par la formule (5.48) . La vibration émergeant d'un point quelconque de l'émulsion anisotrope est une vibration elliptique dont le grand axe n'est plus parallèle à la direction de transmission de $\mathcal{P}$, à cause du dichroïsme de l'émulsion.

b) Cas où la longueur d'onde λ utilisée lors de la reconstitution est celle pour laquelle la biréfringence est nulle au point (ξ, η)

La vibration lumineuse émergeant de l'émulsion anisotrope au point (ξ , η) est une vibration rectiligne $\vec{\pi}$ (fig. 3.8) inclinée d'un angle ε sur la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$.

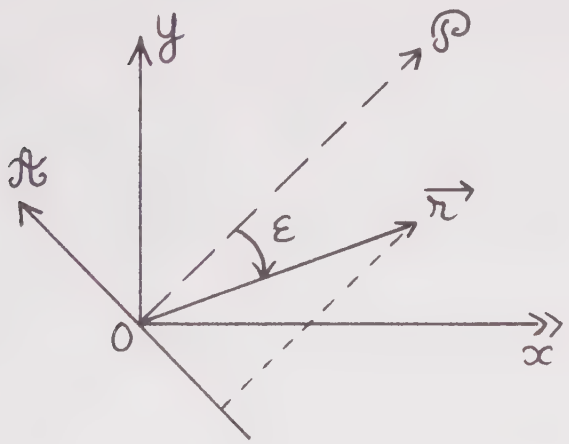


fig. 5.8

Le point (ξ , η) est reconstitué entre polariseurs croisés avec une intensité donnée par

$$J_{\frac{\pi}{2}}(\xi,\eta) = \frac{\tau_{em}^2}{2} I^2(\xi,\eta)\left[\frac{K_{1\varepsilon} - K_{10}}{2} t_1 + \frac{K_{2\varepsilon} - K_{10}}{2} t_2 + \frac{K'_{\varepsilon} - K'_0}{2} t_1 t_2 I(\xi,\eta)\right]^2 \quad (5.55)$$

L'angle ε est défini par

$$\frac{\pi}{2} - \varepsilon = \beta_0 \quad (5.56)$$

où β_0 est donné par l'expression (5.50)
Lorsque l'analyseur est incliné de l'angle β_0 sur la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$, l'intensité du point (ξ , η) devient égale à zéro.

Un autre point de l'émulsion correspondant à une distribution d'intensité $I(\xi', \eta')$ différente de $I(\xi, \eta)$, est vu à travers l'analyseur croisé avec le polariseur, avec une intensité donnée par la formule (5.48). Comme dans le cas précédent, la vibration émergeante est alors une vibration elliptique dont le grand axe n' est parallèle ni à la direction de $\vec{\pi}$, ni à la direction de $\mathcal{P}$.

5-5-3 - Reconstitution du signal en lumière blanche

Pour chaque point de l'émulsion, il existe deux longueurs d'onde λ_{bi} et λ_{di} pour lesquelles la biréfringence d'une part et le dichroïsme d'autre part sont nuls. Les valeurs de λ_{bi} et de λ_{di} dépendent de l'intensité $I(\xi, \eta)$ du signal original S au point considéré et varient d'un point à l'autre de l'émulsion. La vibration de lumière blanche incidente en un point de celle-ci est décomposée en une infinité de vibrations monochromatiques par la lame anisotrope. La vibration de longueur d'onde λ_{di} pour laquelle le dichroïsme est nul (fig. 5.9) est une vibration elliptique dont le grand axe est parallèle à la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ et la vibration de longueur d'onde λ_{bi} est une vibration rectiligne inclinée d'un angle $\varepsilon(\xi, \eta)$ sur la direction de transmission de $\mathcal{P}$.

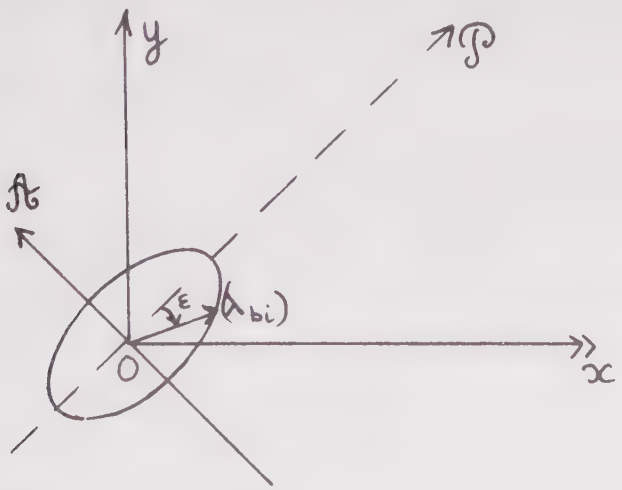


fig. 5.9

Les vibrations correspondant aux autres longueurs d'onde sont des vibrations elliptiques et leur grand axe est incliné sur la direction de transmission de $\mathcal{P}$. Nous n'avons pas encore effectué de mesures précises de la biréfringence de l'émulsion anisotrope. Cependant, il est évident qu'elle est faible pour les plaques anisotropes résultant d'une seule exposition à un faisceau de lumière blanche polarisée et qu'elle est encore plus faible pour les plaques anisotropes ayant été exposées successivement par deux vibrations perpendiculaires. Il en est de même pour le dichroïsme. On peut donc supposer que les vibrations elliptiques sont très aplaties et que les angles ε caractérisant le dichroïsme pour chacune des longueurs d'onde sont très faibles. L'analyseur laisse passer inégalement chacune de ces vibrations de lumière monochromatique et le point (ξ, η)

apparait avec une couleur relativement pâle. Lorsque l'on tourne l'analyseur à partir de la position croisée avec le polariseur , la coloration observée devient de plus en plus vive. Elle atteint son maximum de vivacité lorsque la direction de transmission de l'analyseur $\mathfrak{A}$ est perpendiculaire à la vibration rectiligne dont la longueur d'onde est λ_{bi} .

Pour un autre point de l'émulsion , λ_{di} et λ_{bi} sont différents et par conséquent , ce point apparait avec une autre couleur. Le signal S est donc reconstitué en pseudocouleurs assez pâles lorsque l'émulsion anisotrope est observée entre polariseurs croisés. Celles-ci deviennent beaucoup plus vives lorsque l'analyseur subit une rotation à partir de sa position croisée avec le polariseur.

5-5-4 - Résultats expérimentaux

Nous avons enregistré deux fois sur l'émulsion de chlorure d'argent le signal S de la figure 5.10 . Les figures 5.11 a et 5.11 b représentent le signal obtenu en observant l'enregistrement anisotrope de S entre polariseurs non croisés. Les deux enregistrements correspondent à des temps de pose différents pour chacune des expositions et les pseudocouleurs obtenues sont différentes pour chacun des deux signaux reconstitués.

5- 6 Remarque

Le même phénomène apparait lorsque le signal S est enregistré deux fois sur l'émulsion de chlorure d'argent, avec , entre les deux expositions , une rotation de la polarisation du faisceau incident d'un angle u inférieur à 90° . Nous avons effectué cette expérience et nous avons remarqué que l'enregistrement anisotrope résultant , observé entre polariseurs croisés , reconstitue le signal S en pseudocouleurs lorsque la direction de transmission du polariseur $\mathfrak{P}$ est parallèle à la bissectrice de l'angle u = $(\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{Oy})$ formé par les deux directions de polarisation du faisceau (fig. 5.12) lors des deux expositions successives.

Nous ne sommes pas encore parvenus à établir un modèle théorique simple rendant compte des phénomènes observés. Cependant , il est intéressant de noter que cette expérience ressemble à une expérience décrite dans la référence (52) et dans laquelle on enregistre simultanément sur une

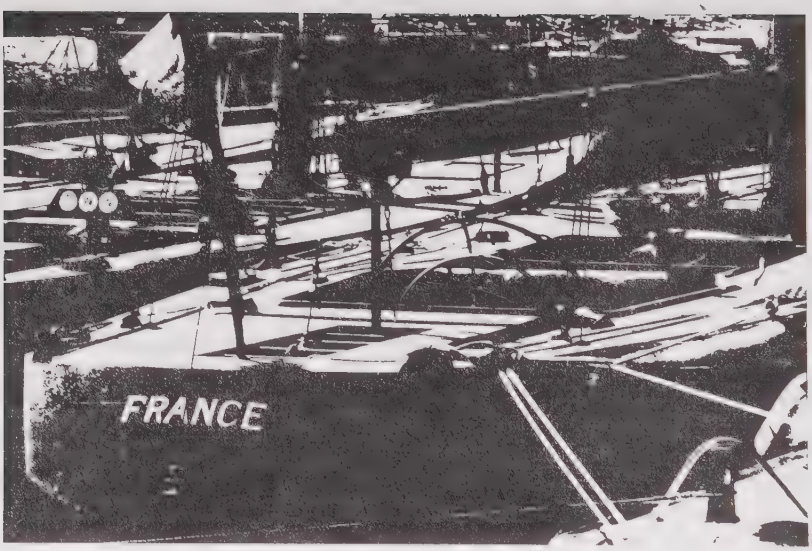


Figure 5.10

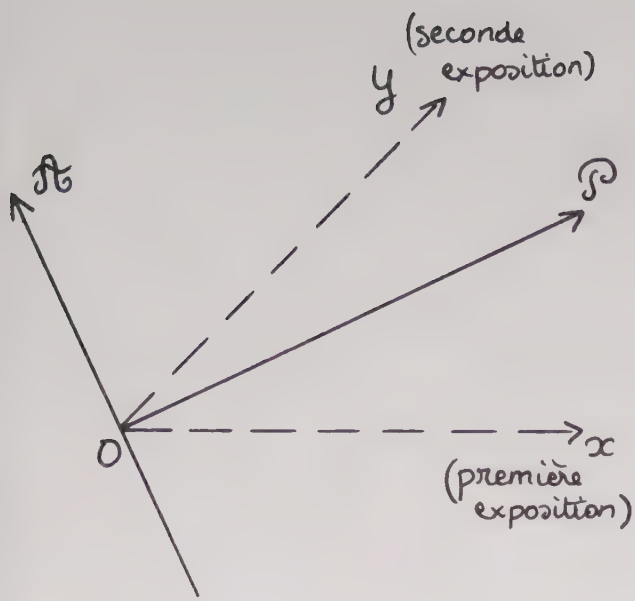


fig. 5.12

émulsion de chlorure d'argent deux signaux S_1 et S_2 incohérents et rectilignement polarisés à un angle α l'un de l'autre. Il a été démontré que l'axe optique induit par la vibration lumineuse résultante a une direction variable dépendant des intensités respectives des signaux S_1 et S_2 en chaque point de l'émulsion. Cependant tout se passe lors du processus de reconstitution entre polariseurs croisés, comme si l'émulsion avait en fait deux axes optiques, l'un parallèle à $\overrightarrow{Ox}$ et l'autre parallèle à $\overrightarrow{Oy}$. Lorsque la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$ est parallèle à $\overrightarrow{Ox}$, on reconstitue le signal S_2. Lorsqu'elle est parallèle à $\overrightarrow{Oy}$, on reconstitue le signal S_1 et lorsqu'elle est parallèle à la bissectrice de $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$, on reconstitue la différence entre les intensités des signaux S_1 et S_2. Tous les phénomènes observés lors du processus de reconstitution entre polariseurs croisés sont achromatiques.

Lorsque les deux signaux S_1 et S_2 sont enregistrés l'un après l'autre sur l'émulsion de chlorure d'argent, on obtient exactement les mêmes phénomènes en observant l'enregistrement résultant entre polariseurs croisés. Cependant, les signaux S_1, S_2 et $S_1 + S_2$ sont achromatiques alors que la différence entre les intensités de S_1 et de S_2 est reconstituée en pseudocouleurs avec un contraste maximal. Si l'on enregistre deux fois le même signal, on le reconstitue donc en pseudocouleurs pour une position particulière de la direction de transmission du polariseur $\mathcal{P}$. Les pseudocouleurs dépendent des temps de pose respectifs des deux expositions successives. Les photographies des figures 5.13a et 5.13b montrent deux reconstitutions du signal S correspondant à des temps d'exposition différents et pour une rotation de la polarisation entre les deux expositions égale à 45°.

5 - 7 - Conclusion

Nous avons mis ici en évidence le fait qu'un signal enregistré deux fois sur une émulsion de chlorure d'argent avec une rotation

Figure 13 a

Figure 13 b

de sa polarisation de 90° entre les deux poses , est reconstitué en pseudocouleurs. Seul le cas d'un éclairage en lumière blanche polychromatique a été considéré. De cette expérience très simple, nous avons induit un modèle théorique rendant compte de la manière dont la seconde exposition modifie les particules anisotropes engendrées au cours de la première. Celui-ci est basé sur le fait que les longueurs d'onde annulant respectivement l'une la biréfringence de l'émulsion et l'autre le dichroïsme de celle-ci sont fonctions de la distribution d'intensité $I(\xi, \eta)$ du signal original. Ceci n'est possible que si la biréfringence $\Phi(\xi, \eta)$ d'une part , et la transparence en amplitude d'autre part , ne sont pas contrairement au cas d'une seule pose , des fonctions linéaires de $I(\xi, \eta)$.

CHAPITRE VI. INTERFEROGRAMMES RECONSTITUES PAR UNE LAME ANISOTROPE OBSERVEE A TRAVERS UN SEUL POLARISEUR.

Les dernières pages de ce mémoire sont consacrées au phénomène d'interférences reconstitué par une émulsion de chlorure d'argent observée à travers un seul polariseur, après une exposition à deux vibrations perpendiculaires cohérentes. Nous rappelons dans le premier paragraphe le mécanisme d'induction d'une anisotropie par deux vibrations perpendiculaires quelconques déjà décrit dans les références 53 et 54. Ce mécanisme est basé sur l'idée que la vibration résultant de la composition des deux vibrations perpendiculaires doit avoir une direction moyenne pour induire une anisotropie.

6.1. Composition de deux vibrations perpendiculaires.

6.1.1. Extraction de la partie non polarisée de la vibration résultante.

Soient deux vibrations Ex et Ey portées respectivement par les axes perpendiculaires $\overrightarrow{Ox}$ et $\overrightarrow{Oy}$ et partiellement cohérentes. La vibration résultante $\overrightarrow{v}$ (t) est définie par la matrice de cohérence J telle que

$$J = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \qquad (6.1)$$

avec

$$J_{xx} = \langle E_x E_x^* \rangle \;, \quad J_{yy} = \langle E_y E_y^* \rangle \;, \quad J_{xy} = J_{yx}^* = \langle E_x E_y^* \rangle$$

C'est une vibration de lumière partiellement polarisée qui peut toujours être considérée comme la somme d'une vibration $\overrightarrow{v_n}$ de lumière non polarisée caractérisée par la matrice

$$J_n = \begin{pmatrix} N & 0 \\ 0 & N \end{pmatrix} \tag{6.2}$$

et d'une vibration $\vec{v_e}$ de lumière elliptique totalement polarisée caractérisée par la matrice

$$J_p = \begin{pmatrix} j_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & j_{yy} \end{pmatrix} \tag{6.3}$$

et dont le déterminant est égal à zéro.
On a donc la relation

$$j_{xx}\, j_{yy} - J_{xy} J_{yx} = 0 \tag{6.4}$$

A chaque instant

$$\vec{v} = \vec{v_e} + \vec{v_n} \tag{6.5}$$

D'où

$$J = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N & 0 \\ 0 & N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} j_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & j_{yy} \end{pmatrix} \tag{6.6}$$

N, solution de l'équation du second degré

$$N^2 - N\left(J_{xx} + J_{yy}\right) + J_{xx} J_{yy} - J_{yx} J_{xy} = 0 \tag{6.7}$$

est finalement donné par

$$N = \frac{1}{2}\left(J_{xx} + J_{yy}\right) - \frac{1}{2}\sqrt{\left(J_{xx} - J_{yy}\right)^2 + 4 J_{xy} J_{yx}} \tag{6.8}$$

La partie totalement polarisée de la vibration résultant de la composition de E_x et E_y est donc caractériséepar

$$j_{xx} = \frac{1}{2}\left(J_{xx} - J_{yy}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\left(J_{xx} - J_{yy}\right)^2 + 4\, J_{xy}\, J_{yx}} \qquad (6.9)$$

$$j_{yy} = \frac{1}{2}\left(J_{xx} - J_{yy}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\left(J_{xx} - J_{yy}\right)^2 + 4\, J_{xy}\, J_{yx}} \qquad (6.10)$$

$$j_{xy} = j_{yx}^{*} = J_{xy} = J_{yx}^{*} \qquad (6.11)$$

$$\text{et} \quad j_{xx}\, j_{yy} - j_{xy}\, j_{yx} = 0 \qquad (6.12)$$

6.1.2. Détermination des axes de la vibration elliptique $\overrightarrow{v_e}$

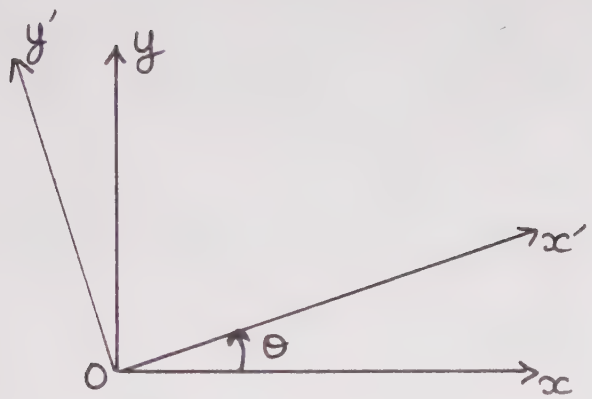


Fig. 6.1

Les deux vibrations e_x et e_y d'intensité respective j_{xx} et j_{yy}, présentent entre elles le même déphasage que les deux vibrations initiales E_x et E_y et ont un degré de cohérence égal à 1. Les axes (Ox', Oy') de la vibration elliptique sont déduits des axes (Ox, Oy) par une rotation θ dans le sens trigonométrique (Fig. 6.1). De plus, ils sont tels que les composantes $e_{x'}$ et $e_{y'}$ de $\overrightarrow{v_e}(t)$ soit en quadrature Par suite

$$\langle e_{x'}\, e_{y'}^{*} \rangle = \pm i \sqrt{j_{x'x'}\, j_{y'y'}} = j_{x'y'} \qquad (6.13)$$

On a

$$\begin{cases} e_{x'} = e_x \cos\theta + e_y \sin\theta & \text{(a)} \\ e_{y'} = -e_x \sin\theta + e_y \cos\theta & \text{(b)} \end{cases} \qquad (6.14)$$

et

$$j_{x'x'} = \langle e_{x'}\, e^*_{x'} \rangle = j_{xx}\cos^2\theta + j_{yy}\sin^2\theta + \left[J_{xy} + J_{yx}\right]\cos\theta\sin\theta \qquad (a)$$

$$j_{y'y'} = \langle e_{y'}\, e^*_{y'} \rangle = j_{xx}\sin^2\theta + j_{yy}\cos^2\theta - \left[J_{xy} + J_{yx}\right]\cos\theta\sin\theta \qquad (b)$$

$$j_{x'y'} = \langle e_{x'}\, e^*_{y'} \rangle = -(j_{xx} - j_{yy})\cos\theta\sin\theta + J_{xy}\cos^2\theta - J_{yx}\sin^2\theta \qquad (c)$$

$$j_{y'x'} = \langle e^*_{x'}\, e_{y'} \rangle = -(j_{xx} - j_{yy})\cos\theta\sin\theta - \left[J_{xy}\cos^2\theta - J_{yx}\sin^2\theta\right] \qquad (d) \qquad (6.15)$$

$j_{x'y'}$ est un nombre imaginaire pur que l'on peut mettre sous la forme

$$j_{x'y'} = -\frac{1}{2}(j_{xx} - j_{yy})\sin 2\theta + \frac{1}{2}(J_{xy} - J_{yx}) + \frac{1}{2}(J_{xy} + J_{yx})\cos 2\theta \qquad (6.16)$$

Les grandeurs J_{xy} et J_{yx} sont complexes conjuguées. Leur somme $(J_{xy} + J_{yx})$ est une grandeur réelle et leur différence $(J_{xy} - J_{yx})$ est un imaginaire pur. De même la différence

$$j_{xx} - j_{yy} = J_{xx} - J_{yy} \qquad (6.17)$$

est un nombre réel. Il en résulte que

$$j_{x'y'} = \frac{1}{2}(J_{xy} - J_{yx}) = j^*_{x'y'} \qquad (6.18)$$

et que

$$\frac{1}{2}(J_{xx} - J_{yy})\sin 2\theta = \frac{1}{2}(J_{xy} + J_{yx})\cos 2\theta \qquad (6.19)$$

L'angle θ est donc défini à $\frac{\pi}{2}$ près par l'expression

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{J_{xy} + J_{yx}}{J_{xx} - J_{yy}} \qquad (6.20)$$

En exprimant $j_{x'x'}$ et $j_{y'y'}$ au moyen des fonctions de corrélation de la vibration initiale $\vec{v}$, on obtient

$$j_{x'x'} = \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4\,J_{xy}\,J_{yx}} + \frac{1}{2}\,\frac{J_{xx} - J_{yy}}{\cos 2\theta} \qquad (6.21a)$$

$$j_{y'y'} = \frac{1}{2}\sqrt{(J_{xx}-J_{yy})^2 + 4J_{xy}J_{yx}} - \frac{1}{2}\frac{J_{xx}-J_{yy}}{\cos 2\theta} \qquad (6.21b)$$

qui représentent les carrés des longueurs respectives des deux axes de la vibration elliptique.

Nous choisirons par convention le grand axe de l'ellipse porté par la direction $\overrightarrow{Ox'}$. Dans ces conditions, $j_{x'x'}$ est toujours supérieur à $j_{y'y'}$ et par suite, le terme

$$\frac{1}{2}\left(\frac{J_{xx}-J_{yy}}{\cos 2\theta}\right)$$ est toujours positif.

Ceci détermine l'angle θ de façon univoque.

Si J_{xx} est supérieur à J_{yy}, $\cos 2\theta > 0$ et $-\frac{\pi}{4} < \theta < \frac{\pi}{4}$ (6.22a)

Si J_{yy} est inférieur à J_{yy}, $\cos 2\theta < 0$ et $\frac{\pi}{4} < \theta < \frac{3\pi}{4}$ (6.22b)

6.1.3. Direction moyenne de la vibration lumineuse $\overrightarrow{v}$ initiale.

On a $\overrightarrow{v}(t) = \overrightarrow{v_n}(t) + \overrightarrow{v_e}(t)$

et on peut écrire $\overrightarrow{v_e}(t) = e_{x'}\overrightarrow{x'_o} + e_{y'}\overrightarrow{y'_o}$ (6.23)

où $\overrightarrow{x'_o}$ et $\overrightarrow{y'_o}$ représentent respectivement les vecteurs unitaires des axes $\overrightarrow{Ox'}$ et $\overrightarrow{Oy'}$ indépendants du temps et où

$$e_{x'} = \varepsilon\sqrt{j_{x'x'}}\cos\omega t \qquad e_{y'} = \varepsilon'\sqrt{j_{y'y'}}\sin\omega t \qquad (6.24)$$

avec $\varepsilon = \pm 1$; $\varepsilon' = \mp 1$

$$v_e(t) = \varepsilon\left[\sqrt{j_{x'x'}}\cos\omega t\,\overrightarrow{x'_o} \pm \sqrt{j_{y'y'}}\sin\omega t\,\overrightarrow{y'_o}\right] \qquad (6.25)$$

$$= \varepsilon\left[\left(\sqrt{j_{x'x'}} - \sqrt{j_{y'y'}}\right)\cos\omega t\,\overrightarrow{x'_o} + \sqrt{j_{y'y'}}\left(\cos\omega t\,\overrightarrow{x'_o} \pm \sin\omega t\,\overrightarrow{y'_o}\right)\right] \qquad (6.26)$$

La direction moyenne de $\overrightarrow{v(t)}$ dans le temps est définie par

$$\langle \vec{v}(t) \rangle = \langle \vec{v_n}(t) \rangle + \langle \vec{v_e}(t) \rangle \qquad (6.27)$$

Le premier terme de cette égalité représente une vibration de lumière non polarisée qui n'a pas de direction moyenne dans le temps. La relation (6.26) montre que $\vec{v_e}(t)$ est la superposition d'une vibration rectiligne parallèle à l'axe $\vec{Ox'}$ et d'une vibration circulaire caractérisée par un vecteur d'amplitude constante dont l'extrêmité décrit un cercle à la vitesse angulaire ω .

Dans ces conditions,

$$\langle \vec{v}(t) \rangle = \varepsilon \left(\sqrt{j_{x'x'}} - \sqrt{j_{y'y'}} \right) \cos \omega t \, \vec{x'} \qquad (6.28)$$

La vibration initiale $\vec{v}(t)$ résultant de la composition de deux vibrations perpendiculaires E_x et E_y dont l'intensité totale est

$$I_t = J_{xx} + J_{yy} \qquad (6.29)$$

induit donc une anisotropie dans une émulsion de chlorure d'argent si elle a une direction moyenne dans le temps. Elle est équivalente à une vibration de lumière recitilignement polarisée, parallèle à l'axe $\vec{Ox'}$ et d'intensité

$$I_p = j_{x'x'} + j_{y'y'} - 2\sqrt{j_{x'x'} j_{y'y'}} \qquad (6.30)$$

La distribution d'intensité incidente I_t peut donc pour l'émulsion de chlorure d'argent être considéré comme la somme de deux distributions d'intensité

a) l'une

$$I_p = \sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4 J_{xy} J_{yx}} - |J_{xy} - J_{yx}| \qquad (6.31)$$

est celle de la vibration rectiligne équivalente induisant une anisotropie dans l'émulsion de chlorure d'argent,

b) l'autre

$$I_{up} = (J_{xx} + J_{yy}) - \left[\sqrt{(J_{xx} - J_{yy})^2 + 4 J_{xy} J_{yx}} - |J_{xy} - J_{yx}| \right] \qquad (6.32)$$

est celle d'une vibration lumineuse dont l'action sur l'émulsion de chlorure d'argent est un noircissement (ou un blanchiment photolytique) isotrope.

6.1.4. Cas particulier de deux vibrations cohérentes d'amplitude unité.

Ces deux vibrations E_x et E_y présentent entre elles un déphasage φ spatialement variable et on a

$$J_{xx} = J_{yy} = 1 \quad ; \quad J_{xy} = e^{i\varphi} \tag{6.33}$$

Dans ces conditions, l'angle 2θ, déterminé par sa tangente (Eq. 6.20) est égal à $\frac{\pi}{2}$ ou à $\frac{3\pi}{2}$ suivant le signe de $\cos\varphi$

pour $\cos\varphi > 0$ $\left[0 < \varphi < (4n+1)\frac{\pi}{2} \text{ et } (4n+3)\frac{\pi}{2} < \varphi < 2(n+1)\pi\right]$

on a $\theta = \frac{\pi}{4}$

pour $\cos\varphi < 0$ $\left[(4n+1)\frac{\pi}{2} < \varphi < (4n+3)\frac{\pi}{2}\right]$, on a $\theta = \frac{3\pi}{4}$

L'axe induit dans l'émulsion a donc deux directions possibles, perpendiculaires entre elles suivant le signe de $\cos\varphi$.
De plus,

$$I_p = 2\left(1 - |\sin\varphi|\right) \tag{6.34}$$

$$I_{ap} = 2|\sin\varphi| \tag{6.35}$$

6.2. Transparence en amplitude de l'émulsion anisotrope.

Soit $\overrightarrow{Ox'}$ la direction de l'axe induit en un point de l'émulsion et $\overrightarrow{Oy'}$ la direction perpendiculaire. L'émulsion est éclairée par une vibration lumineuse de lumière monochromatique. Les transparences extraordinaire et ordinaire au point considéré, sont dans l'approximation linéaire précédente, données respectivement par

$$\begin{cases} \underset{\sim}{\tau}_{Ex} = \tau_{em}\left(1 - K_{Ex} I_p - K I_{ap}\right) & (6.36a) \\ \underset{\sim}{\tau}_{Or} = \tau_{em}\left(1 - K_{Or} I_p - K I_{ap}\right) e^{i\varphi} & (6.36b) \end{cases}$$

En remplaçant I_p et $I_{\perp}$ par leurs valeurs, on obtient

$$\begin{cases} \underset{\sim}{\tau}_{Ex} = \tau_{em}\left[1 - K_{Ex}\,2(1-|\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right] & (6.37a) \\ \underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\left[1 - 2K_{OR}(1-|\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right] e^{i\Phi} & (6.37b) \end{cases}$$

La direction de $\overrightarrow{Ox'}$ est inclinée de $\frac{\pi}{4}$ ou de $\frac{3\pi}{4}$ sur la direction de la vibration initiale E_x, suivant la valeur de φ.

6.3. Intensité transmise par l'émulsion éclairée en lumière monochromatique.

6.3.1. L'émulsion est éclairée en lumière monochromatique non polarisée.

La vibration incidente sur l'émulsion anisotrope est formée de deux vibrations perpendiculaires, incohérentes, respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe optique induit. L'intensité transmise en un point, est donnée par

$$I(\varphi) = |\underset{\sim}{\tau}_{Ex}|^2 + |\underset{\sim}{\tau}_{OR}|^2 = |\tau_{em}|^2 \left\{\left[1 - 2K_{ex}(1-|\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right]^2 + \left[1 - 2K_{OR}(1-|\sin\varphi| - 2K|\sin\varphi|\right]^2\right\} \quad (6.38)$$

C'est une fonction périodique de φ dont la période est égale à π.

Sa dérivée par rapport à φ peut s'écire

$$\frac{dI(\varphi)}{d\varphi} = 4\,\frac{d|\sin\varphi|}{d\varphi}\left\{(K_{OR} - K)\left[1 - 2K_{OR}(1-|\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right] - (K - K_{Ex})\left[1 - 2K_{Ex}(1-|\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right]\right\} \quad (6.39)$$

en admettant que pour les grandes longueurs d'onde, on a

$$K_{Ex} < K < K_{OR} \quad (6.40)$$

puisque pour celles-ci, la ligne neutre ordinaire est plus absorbante que la ligne neutre extraordinaire et en admettant, de plus, que K est plus voisin de K_{or} que de K_{ex}.

Or, pour $0<\varphi<\pi$, $|\sin\varphi|=\sin\varphi$ et pour $\pi<\varphi<2\pi$, $|\sin\varphi|=-\sin\varphi$. Il en résulte que la dérivée de la fonction $I(\varphi)$ par rapport à φ est discontinue pour les valeurs de φ multiples de π.

Lorsque φ tend vers $n\pi$ par valeurs inférieures à $n\pi$ (n entier >0), on a

$$\left(\frac{dI}{d\varphi}\right)_{\varphi=n\pi_-} = 2\left[(K_{OR}-K)(1-2K_{OR})-(K-K_{EX})(1-2K_{EX})\right] \qquad (6.41)$$

qui est négatif.

Lorsque φ tend vers $n\pi$ par valeurs supérieures, on a

$$\left(\frac{dI}{d\varphi}\right)_{\varphi=n\pi_+} = -2\left[(K_{OR}-K)(1-2K_{OR})-(K-K_{EX})(1-2K_{EX})\right] \qquad (6.42)$$

Pour les valeurs de φ, multiples entier de $\frac{\pi}{2}$, $\frac{dI}{d\varphi}=0$
De plus,

$$I(n\pi) = \tau_{em}^2\left[(1-2K_{EX})^2+(1-2K_{OR})^2\right] \qquad (6.43a)$$

$$I\left[(2n+1)\frac{\pi}{2}\right] = 2\tau_{em}^2\left[1-2K\right]^2 \qquad (6.43b)$$

Les variations de $I(\varphi)$ en fonction de φ sont représentées sur la courbe de la figure 6.2. On observe donc un système de franges extrêmement peu contrasté.

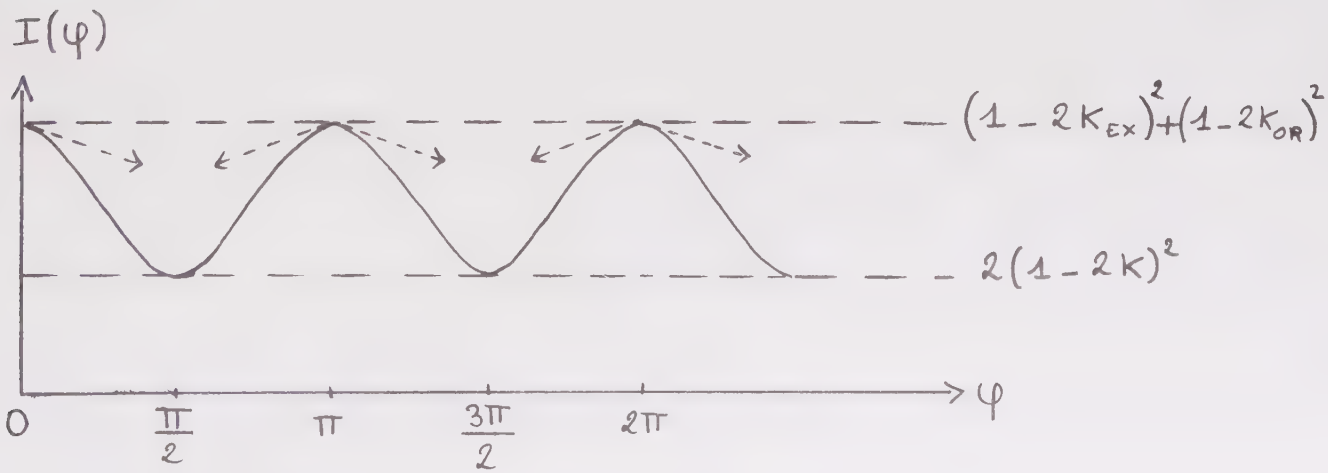


Fig. 6.2

6.3.2. L'émulsion est éclairée en lumière monochromatique polarisée parallèlement à l'une de ses lignes neutres.

Considéronsla région de l'émulsion correspondant aux valeurs de φ comprises ente 0 et 2π . Les deux régions pour lesquelles φ est compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ d'une part et $\frac{3\pi}{2}$ et 2π d'autre part sont caractérisées par un axe optique incliné de $\frac{\pi}{4}$ sur la direction de E_x. Pour la région correspondant aux valeurs de φ comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$, la ligne neutre extraordinaire est inclinée de $\frac{3\pi}{4}$ sur la direction de E_x.

La plaque anisotrope est éclairée par une vibration rectiligne inclinée de $\frac{\pi}{4}$ sur la direction de E_x. Il s'ensuit que

. pour $0<\varphi<\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}<\varphi<2\pi$

$$\underset{\sim}{\tau}(\varphi) = \underset{\sim}{\tau}_{Ex} = \tau_{em}\left[1-2K_{Ex}(1-|\sin\varphi|)-2k|\sin\varphi|\right] \qquad (6.44a)$$

. et pour $\frac{\pi}{2}<\varphi<\frac{3\pi}{2}$

$$\underset{\sim}{\tau}(\varphi) = \underset{\sim}{\tau}_{OR} = \tau_{em}\, e^{i\Phi}\left[1-2K_{OR}(1-|\sin\varphi|)-2k|\sin\varphi|\right] \qquad (6.44b)$$

On a donc

. pour $0<\varphi<\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}<\varphi<2\pi$

$$I(\varphi) = \tau_{em}^2\left[1-2K_{Ex}(1-|\sin\varphi|)-2k|\sin\varphi|\right]^2 \qquad (6.45a)$$

. pour $\frac{\pi}{2}<\varphi<\frac{3\pi}{2}$

$$I(\varphi) = \tau_{em}^2\left[1-2K_{OR}(1-|\sin\varphi|)-2k|\sin\varphi|\right]^2 \qquad (6.45b)$$

La fonction $I(\varphi)$ est une fonction de φ , continue, de période 2π . Elle est maximale pour φ multiple entier de 2π et égale à $\tau_{em}^2(1-2K_{ex})^2$. Elle est minimale pour φ multiple impair de π et égale à $\tau_{em}^2(1-2K_{or})^2$. Sa dérivée par rapport à φ est une fonction discontinue comme dans le cas précédent, dont les différentes expressions sont données par

$$\frac{dI}{d\varphi} = -2\tau_{em}^2\left[1-2K_{Ex}-2(k-K_{Ex})\sin\varphi\right](k-K_{Ex})\cos\varphi \qquad 0<\varphi<\frac{\pi}{2} \quad (a)$$

$$\frac{dI}{d\varphi} = 2\tau_{em}^2\left[1-2K_{OR}+2(K_{OR}-k)\sin\varphi\right](K_{OR}-k)\cos\varphi \qquad \frac{\pi}{2}<\varphi<\pi \quad (b)$$

(6.46)

$$\frac{dI}{d\varphi} = -2\tau_{em}^2\left[1-2K_{OR}-2(K_{OR}-K)\sin\varphi\right](K_{OR}-K)\cos\varphi \quad \pi<\varphi<\frac{3\pi}{2} \text{ (c)}$$

$$\frac{dI}{d\varphi} = 2\tau_{em}^2\left[1-2K_{Ex}+2(K-K_{Ex})\sin\varphi\right](K-K_{Ex})\cos\varphi \quad \frac{3\pi}{2}<\varphi<2\pi \text{ (d)}$$

Le profil des franges est représenté sur la figure 6.3. Ces franges sont une juxtaposition de deux systèmes de franges: l'un correspondant aux zones de l'émulsion pour lesquelles la direction inclinée de $\frac{\pi}{4}$ sur E_x est la ligne neutre extraordinaire et l'autre, correspondant aux zones de l'émulsion pour lesquelles cette direction est la ligne neutre ordinaire. Ces deux systèmes se raccordent aux points où φ est un multiple impair de $\frac{\pi}{2}$.

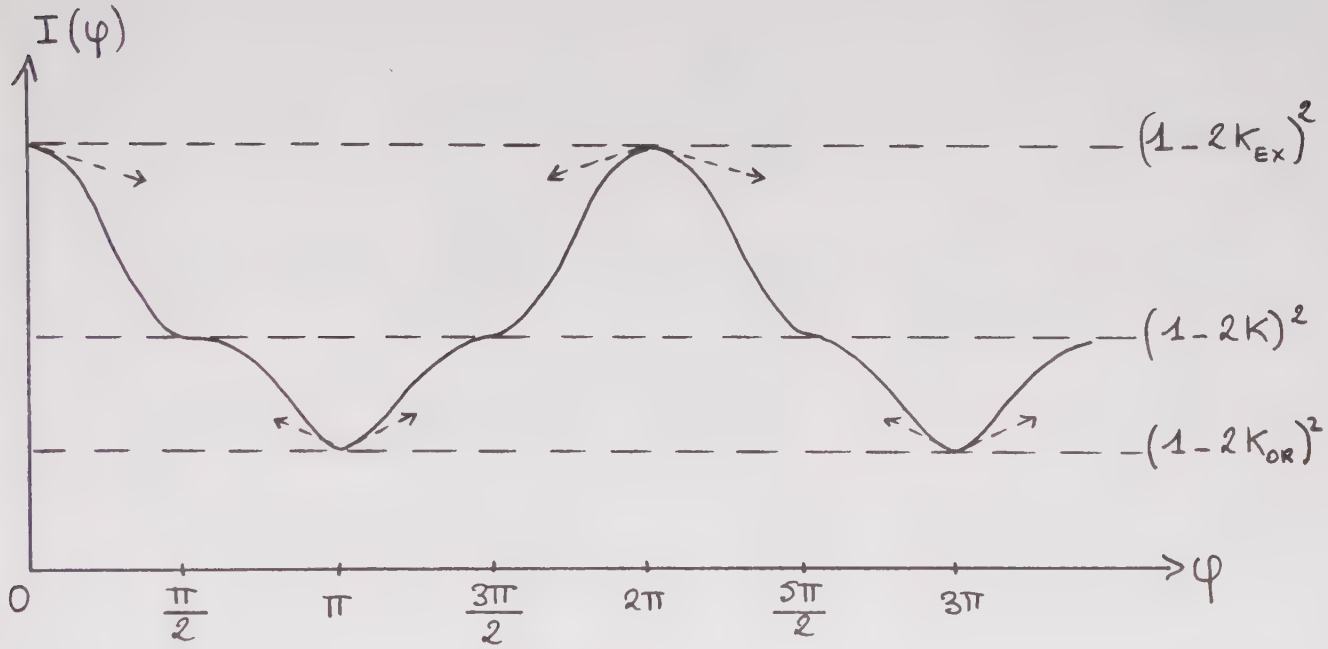


Fig. 6.3

Si maintenant la vibration rectiligne incidente fait un angle de $\frac{3\pi}{2}$ avec la direction de E_x, elle est parallèle aux lignes neutres ordinaires des régions de l'émulsion caractérisées par $2n\pi<\varphi<(4n+1)\frac{\pi}{2}$ et $(4n+3)\frac{\pi}{2}<\varphi<2(n+1)\pi$, et aux lignes neutres extraordinaires de celles-ci, caractérisées par $(4n+1)\frac{\pi}{2}<\varphi<(4n+3)\frac{\pi}{2}$.

L'intensité transmise par les différentes régions de l'émulsion est donc

$$I(\varphi) = \tau_{em}^2\left[1-2K_{OR}(1-|\sin\varphi|)-2K|\sin\varphi|\right]^2$$

pour $2n\pi<\varphi<(4n+1)\frac{\pi}{2}$

et $(4n+3)\frac{\pi}{2}<\varphi<2(n+1)\pi$ (6.47)

et $$I(\varphi) = \tau_{em}^2 \left[1 - 2K_{Ex}(1 - |\sin\varphi|) - 2K|\sin\varphi|\right]^2$$

$$\text{pour } (4n+1)\frac{\pi}{2} < \varphi < (4n+3)\frac{\pi}{2} \qquad (6.48)$$

La courbe de la figure 6.4 représente les variations de $I(\varphi)$ en fonction de φ. Les franges observées ont un contraste inversé par rapport aux franges précédentes.

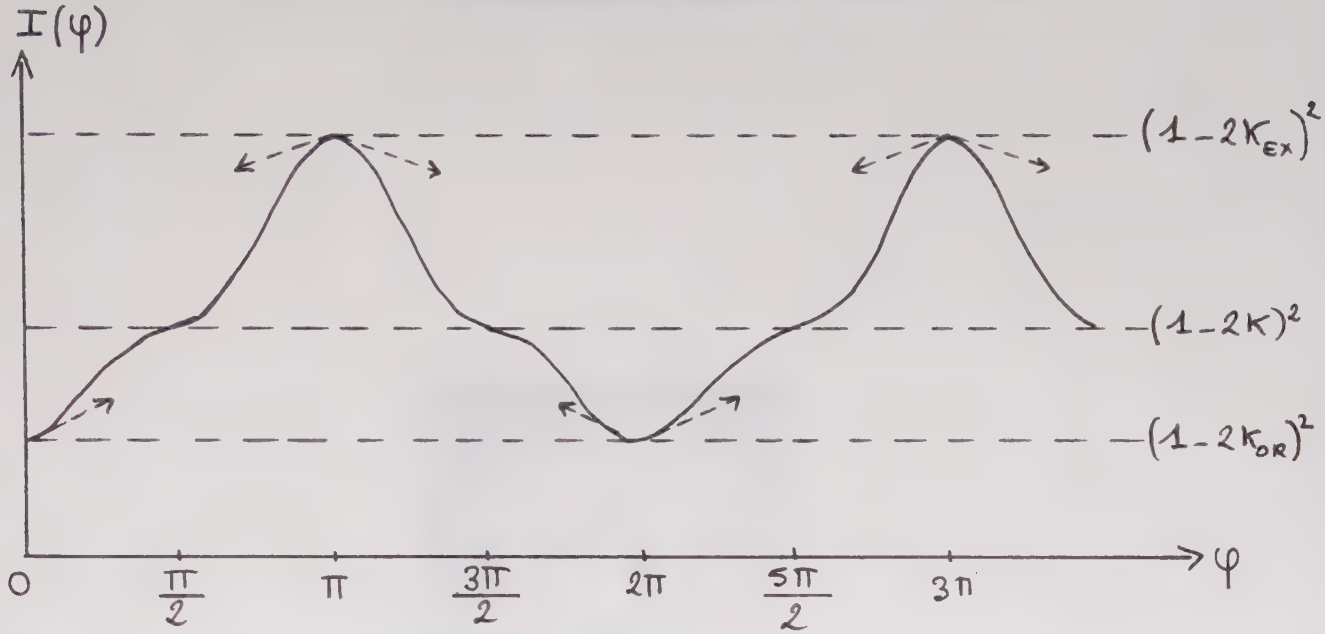


Fig. 6.4

6.3.3. Résultats expérimentaux.

Nous avons enregistré sur une émulsion de chlorure d'argent, la distribution d'intensité engendrée par deux vibrations perpendiculaires de lumière blanche cohérentes, de mêmeamplitude et présentant entre elles un déphasage quadratique spatialement variable. Les photographies des figures 6.5a, 6.5b et 6.5c montrent les systèmes d'anneaux obtenus

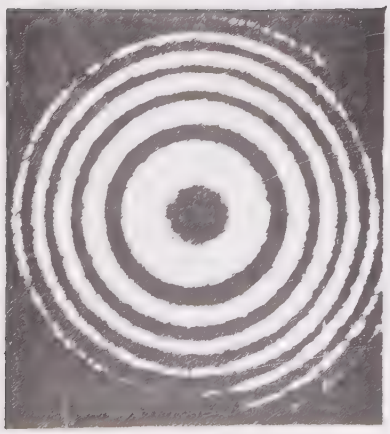
a) en observant l'émulsion anisotrope en lumière blanche non polarisée,

b) en observant, en lumière blanche, l'émulsion anisotrope à travers un analyseur incliné de $\frac{\pi}{4}$ sur la direction de E_x,

c) en observant en lumière blanche, l'émulsion anisotrope à travers un analyseur incliné de $\frac{3\pi}{4}$ sur la direction de E_x.

Figure 6. 5 a

Figure 6. 5b



6.4. CONCLUSION.-

Nous avons démontré ici que le dichroïsme d'une émulsion rendue anisotrope par deux vibrations perpendiculaires de même amplitude, suffit pour observer ensuite l'interférogramme de ces deux vibrations. Les résultats expérimentaux ont été obtenus en utilisant la lumière blanche, aussi bien lors du processus d'enregistrement que lors du processus de reconstitution. Les franges reconstituées présentent des colorations difficiles à interpréter.

CONCLUSION

Ce mémoire présente à la fois des méthodes de traite-ment d'images basées sur l'effet Weigert et des modèles théoriques régissant l'induction de l'anisotropie. Ces modèles ont été conçus à partir d'observations expérimentales.

Les deux méthodes d'amélioration de la qualité d'une photographie brouillée, soit par un mouvement uniforme de la caméra pendant la pose, soit par un défaut de mise au point sont certainement beaucoup plus simples à mettre en oeuvre que la plupart des méthodes optiques hybrides ou numériques réalisant les mêmes opérations. En effet, l'enregistrement et la reconstitution s'effectuent en lumière blanche incohérente et la seule opération de filtrage est le croisement de deux polariseurs. Elles ont cependant un inconvénient: la partie rectilignement polarisée de la vibration émergeant de l'élément biréfringent (prisme de Wollaston dans le premier cas et lentille biréfringente dans le second cas) est extrêmement faible et, par suite, il en est de même pour le dichroïsme induit dans l'émulsion (celui-ci est au maximum égal à 3° pour la radiation correspondant à la biréfringence nulle). Il en résulte que le temps nécessaire à l'enregistrement du signal est long (de l'ordre d'une heure et plus) et que les polariseurs utilisés lors de la reconstitution doivent absolument avoir une très haute qualité. Il est théoriquement possible de traiter une image dégradée à la fois par un mouvement de la caméra et par un défaut de mise au point. Cependant, cette méthode nécessite deux enregistrements succes-sifs des signaux sur les émulsions de chlorure d'argent.

Le modèle que nous suggérons pour décrire la composition et le comportement d'une émulsion anisotrope de photochlorure d'argent obtenue par noircissement direct en lumière blanche polarisée, d'une émulsion de chlorure d'argent, est basé sur des observations expérimentales extrêmement simples. Celles-ci nous ont permis d'établir la cassure simultanée par les grandes longueurs d'onde des particules d'argent faiblement anisotropes créées par les courtes longueurs d'onde. En effet, c'est seulement dans ces conditions que les points de biréfrin-

-gence nulle, de dichroïsme maximum et de dichroïsme nul de l'émulsion anisotrope sont indépendants de l'énergie enregistrée. Cette propriété fondamentale a permis de mettre au point toutes les applications de l'effet Weigert au traitement du signal, dans lesquelles celui-ci n'est enregistré qu'une seule fois sur l'émulsion de chlorure d'argent. Les signaux reconstitués entre polariseurs sont alors soit pratiquement achromatiques soit d'une seule couleur.

Les pseudocolarations reconstituées par le double enregistrement du même signal avec deux directions de polarisation perpendiculaires, nous ont amenés à étudier le dichroïsme et la biréfringence d'une émulsion exposée successivement à deux distributions d'intensité perpendiculairement polarisées. Nous sommes arrivés à la conclusion que ces pseudocouleurs n'existent que parce que les grandes longueurs d'onde de la seconde exposition détruisent en partie les particules créées par les courtes longueurs d'onde lors de la seconde exposition. Dans ces conditions, la biréfringence et le dichroïsme de l'émulsion ne varient plus linéairement en fonction des distributions d'intensité enregistrées. Si celles-ci ne sont pas uniformes, le signal reconstitué apparait en pseudocouleurs. Le même phénomène existe lorsque les deux distributions d'intensité enregistrées successivement ont des polarisations qui ne sont pas perpendiculaires. Il est certainement dû à l'action de la seconde exposition sur les particules engendrées par la première exposition. Cependant, il est beaucoup plus difficile à mettre en équation, car pour ce faire, il faut commencer par déterminer la direction de l'axe optique de l'émulsion résultante.

Nous n'avons considéré ici que le phénomène de noircissement direct par un faisceau de lumière blanche polarisée parce que celui-ci nous a paru plus simple à étudier expérimentalement. En effet, il est extrêmement difficile d'avoir des résultats quantitatifs reproductibles. Ceci vient du fait que nous fabriquons les émulsions de chlorure d'argent à partir de plaques photographiques 649 F du commerce, par un processus qui nécessite deux traitements chimiques: le développement d'une émulsion 649F exposée jusqu'à saturation puis le blanchiment chimique de l'émulsion d'argent métallique résultante. Il est très difficile d'obtenir à la fin de ce processus, deux émulsions de chlorure d'argent identiques et ce, même si celles-ci ont été fabriquées

exactement de la même manière. La composition des émulsions 649 F varie d'une boite de plaques à une autre et deux émulsions photographiques différentes ne vieillissent pas de la même manière.

Pour induire une anisotropie en lumière monochromatique, il faut d'abord préexposer l'émulsion de chlorure d'argent en lumière bleue non polarisée puis la rééclairer ensuite par un faisceau de lumière monochromatique de grande longueur d'onde. Pour avoir des résultats quantitatifs reproductibles sur l'anisotropie induite, il faut que les émulsions isotropiquement noircies soient identiques et c'est difficile à obtenir.

Le chlorure d'argent nous parait être un matériau très intéressant pour les opérations de traitement d'images et nous envisageons de continuer ce travail en ce sens mais en utilisant plutôt des verres photochromes de composition chimique connue, ou des couches minces de chlorure d'argent. Le genre d'expériences que nous faisons sur ce type de matériau est très différent des expériences faites par les physiciens du solide et nous pensons pouvoir apporter notre contribution à la connai--ssance des mécanismes fondamentaux régissant l'induction de cette anisotropie.

En particulier, le phénomène de biréfringence induite, toujours négligé par les physiciens du solide qui ne sont concernés que par le dichroïsme induit, nous parait très intéressant à connaitre et à utiliser. Il est nul pour une longueur d'onde du spectre visible, ce qui permet de reconstituer le signal avec une polarité donnée; il est maximum pour une autre longueur d'onde du spectre visible et la polarité du signal reconstitué est l'inverse de la précédente. Il dépend de la distribution d'intensité enregistrée dans le cas du blanchiment photolytique et il n'en dépend pas dans le cas du noircissement direct. On peut le faire varier en faisant plusieurs expositions succes--sives sur le même matériau. C'est pourquoi, nous sommes en train de mettre au point une expérience permettant de mesurer la biréfringence de ces matériaux anisotropes et son évolution avec les différentes expositions auxquelles le matériau est soumis.

REFERENCES

1 - J.P. MATHIEU, Optique, 1965, SEDES -PARIS -

2 - J.A. STRATTON, Théorie de l'électromagnétisme, 1961, Dunod-Paris-

3 - J. UEBERSFELD, Polycopié du cours d'électromagnétisme, 1980, Université "Pierre et Marie CURIE".

4 - H.C. VAN de HULST, Light Scattering by small Particles,1957, John Wiley et Sons, Inc., New-York.

5 - C. KITTEL, Introduction à la Physique de l'état solide, 1970 Dunod, Paris.

6 - B. CAGNAC et J.C. PEBAY-PEYROULA, Physique atomique, 1971 Dunod, Paris.

7 - G. MIE, Ann.d. Physik (4), 25 (1908) 377.

8 - R.H. DOREMUS, J. Chem. Phys., 40 (1964) 2389.

9 - W. HAMPE, Z. Phys. 152 (1958) 476.

10 - S. YAMAGUCHI, J. Phys. Soc. Japan, 15 (1960) 1577.

11 - A. KAWABATA and R. KUBO, J. Phys. Soc. Japan, 21 (1966) 1765.

12 - R. HILSH & R.W. POHL, Z. PHYSIK, 77 (1932) 421.

13 - J. EGGERT and W. NODDACK, Z. Physik, 20 (1923) 299.

14 - R.W. GURNEY and N.F. MOTT, Proc. Roy. Soc. (London), Ser A, 164, (1938) 151.

15 - N. WAINFAN, Phys. Rev. (2), 105 (1957) 100.

16 - J.M.C. JONATHAN, Traitement Optique du signal par Effet Weigert, Thèse de doctorat d'état - Université P. et M. Curie - 1981 -

17 - F. WEIGERT, Verk. dtsch. Phys. Ges., 21 (1979) 479.

18 - S. TCHERDINCEV, "IXième Congrès Int. Photo. Sc. et appl." Paris, (1935) 122.

19 - I. KAMIYA, Bull, Chem. Soc. Jap., 30 (1957) 6 ; 30 (1957) 294; 30 (1957) 298.

20 - V.P. CHERKASHIN, Soviet Phys. Solid State, 14 (1972) 1083.

21 - F. MOSER and N.R. NAIL, J. Phys. Chem. Sol. 9 (1959) 217.

22 - A.A. ANIKIN, V.K. MALINOVSKY, V.G. ZHDANOV, J. Optics (Paris) 12 (1981) 115.

23 - R. GANS, Ann. d. Physik (4) 37 (1912) 881.

24 - N.F. BORELLI, J.B. CHODAK, G.B. HARES, J. Appl. Phys., 50 (1979) 5978.

25 - H. MESTER, Zs. Wiss. Phot. 49 (1955) 157.

26 - U. KREIBIG and C.V. FRAGSTEIN, Z. Physik, 224 (1969) 307.

27 - J. UPATNIECKS ,C. LEONARD, Appl. Opt., 8 (1969) 85.

28 - D.H. MAC MAHON, W.T. MALONEY, Appl. Opt., 9 (1970) 1363.

29 - A.E. CAMERON et A.M. TAYLOR, J. Opt. Soc. Am., 24 (1934) 316.

30 - J.C. MAXWELL GARNETT, Phil. Trans. A. 203 (1904) 385.

31 - J.C. MAXWELL GARNETT, Phil. Trans.A. 205 (1906) 237.

32 - A. KAWABATA and R. KUBO, J. Phys. Soc. Japan, 21 (1966) 1765.

33 - U. KREIBIG & C.V. FRAGSTEIN, Z. PHYSIK, 224 (1967) 477.

34 - S. YOSHIDA, T. YAMAGUCHI and A. KINBARA, J. Opt. Soc. Am., 61 (1971) 62.

35 - L. GENZEL and T.P. MARTIN, Surface Science, 34 (1973) 33.

36 - L. GENZEL and U. KREIBIG, Z. PHYSIK B, 37 (1980) 93.

37 - M.P. HENRIOT et M. MAY, Appl. Optics, 20 (1981) 2060.

38 - A. MARECHAL et P. CROCE, Compt. Rend. Acad. Sci. (Paris) 237 (1953) 607.

39 - J.L. HORNER, J. Opt. Soc. Am., 59 (1969) 553.

40 - B.R. BROWN and A.W. LOHMANN, Appl. Opt., 5 (1966) 967.

41 - W.H. LEE, Appl. Opt., 13 (1974) 1677.

42 - K. CAMPBELL, G.W. WEKSUNG & C.R. MANSFIELD, Opt. Eng., 13 (1974) 175.

43 - A.A. FRIESEM and D. PERI, Opt. Commun., 19 (1976) 382.

44 - S. LOWENTHAL and P. CHAVEL, Appl. Opt., 13 (1974) 718.

45 - J.M.C. JONATHAN and M. MAY, Opt. Commun., 28 (1979) 295.

46 - J. TSUJIUCHI, Progress in Optics (North Holland Amsterdam) 2 (1963) chap. IV.

47 - M. INUIYA and Y. ICHIOKA, Opt. Commun., 8 (1973) 382.

48 - L. CELEYA and S.L. MALLICK, Appl. Opt., 17 (1978) 219 1

49 - E.N. LEITH, J. ROTH and G. SWANSON, "White Light Optical Processing and Holography", 1980 International Optical Computing Conference, in Proc. Soc. Photo. Opt. Instrum. Eng. 232 (1980) 2.

50 - S. DEBRUS and J.M.C. JONATHAN, J. Optics (Paris) 10 (1979) 129.

51 - M. FRANÇON and S.L. MALLICK " Polarization Interferometers" John Wiley and Sons, London 1971.

52 - J.M. JONATHAN and M. MAY, Opt. Eng., 19 (1980) 828.

53 - J.M.C. JONATHAN and M. MAY, Appl. Opt., 19 (1980) 624.

54 - J.M.C. JONATHAN and M. MAY, Opt. Commun., 29 (1979) 7.